H. EBERT

MAGNETISCHE KRAFTFELDER

ZWEITE AUFLAGE

HARVARD MEDICAL
LIBRARY

RÖNTGEN

THE LLOYD E. HAWES
COLLECTION IN THE
HISTORY OF RADIOLOGY

Harvard Medical Library
in the Francis A. Countway
Library of Medicine ~ *Boston*

VERITATEM PER MEDICINAM QUÆRAMUS

MAGNETISCHE KRAFTFELDER.

DIE ERSCHEINUNGEN DES MAGNETISMUS, ELEKTROMAGNETISMUS UND DER INDUKTION

DARGESTELLT

AUF GRUND DES KRAFTLINIEN-BEGRIFFES

VON

H. EBERT,
PROFESSOR DER PHYSIK AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZU MÜNCHEN.

ZWEITE, VOLLKOMMEN NEUBEARBEITETE AUFLAGE.

MIT 167 ABBILDUNGEN IM TEXT.

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1905.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

DEM ANDENKEN

VON

HEINRICH HERTZ

GEWIDMET.

Vorwort zur zweiten Auflage.

Seit mehr als zwei Jahren ist die erste Auflage des vorliegenden Buches vollkommen vergriffen. Daß trotz vielfacher Nachfrage eine Neubearbeitung nicht früher erschien, hat seinen Grund einerseits darin, daß der Verfasser durch eine sehr ausgedehnte Lehr- und Amtstätigkeit sowie durch anderweitige literarische Verpflichtungen stark in Anspruch genommen war. Andererseits hat sich gerade in den letzten Jahren die physikalische Wissenschaft so rapid weiter entwickelt, daß zunächst gewartet werden mußte, bis sich übersehen ließ, inwieweit die neu entdeckten Tatsachen und die darauf gegründeten Anschauungen Einfluß auf das hier Darzustellende gewinnen würden. Als neues Moment von fundamentaler Wichtigkeit ist zu den in der ersten Auflage bereits vertretenen allgemeinen Gesichtspunkten hinzugekommen die „atomistische oder corpusculare Auffassung vom Wesen der Elektrizität". Der großen Zahl von Argumenten dieser neuen Lehre, die in der modernen „Elektronentheorie" gipfelt, und der großen Fruchtbarkeit ihrer Folgerungen kann sich niemand mehr entziehen, und eine Darstellung der magnetischen und elektrischen Erscheinungen, welche Anspruch darauf erheben will, dem augenblicklichen Stande der Forschung Rechnung zu tragen, muß sie berücksichtigen. Hierbei gewinnt ferner eine bereits früher von MAXWELL namentlich zur Interpretation der Induktionserscheinungen mit großem Vorteile angewendete Hilfsvorstellung eine erneute Bedeutung, diejenige der „MAXWELL'schen Friktionsteilchen", welche ihm direkt „die Elektrizität" bedeuteten; auch von ihr wurde daher bei der Umarbeitung Gebrauch gemacht. Es zeigt sich, daß der Einfluß der Elektronenlehre bis in die Elemente der hier darzustellenden Gebiete hineingreift, und dementsprechend sind auch die Felderscheinungen schnell bewegter elektrischer Ladungen, eben der Elektronen, und die in neuester Zeit im Vordergrunde des Interesses stehenden Strahlungserscheinungen mit aufgenommen worden.

In einer Beziehung wurde dagegen der Umfang des Buches wesentlich eingeschränkt: Die sehr theoretischen, etwas aus dem Rahmen des Ganzen herausfallenden Entwickelungen über cyklische Systeme wurden dieses Mal weggelassen; vielleicht bietet sich später einmal Gelegenheit, dieselben im Zusammenhange mit der HERTZ'schen Mechanik gesondert zu behandeln. Desgleichen wurde die Ableitung

der Maxwell-Hertz'schen Gleichungssysteme fortgelassen; der Verfasser hat diese in dem großen von C. Heinke herausgegebenen Handbuche der Elektrotechnik (Band I, 3) in einer Form gegeben, daß sie sich unmittelbar an das vorliegende Buch anschließt.

Durch diese Kürzungen und eine möglichste Zusammenziehung der rein beschreibenden Teile wurde es ermöglicht, anderen wichtigen Gegenständen Raum zu verschaffen; ich nenne vor allem die Lehre vom magnetischen Kreise und eine gedrängte Übersicht über die Dynamomaschinen, denen je ein besonderes Kapitel eingeräumt wurde.

So dürfte ein Buch entstanden sein, welches dem Studierenden einer Universität oder technischen Hochschule als Leitfaden neben der Vorlesung von Nutzen sein kann, und welches andererseits von dem bereits in den fachwissenschaftlichen Gebieten oder der Praxis Stehenden zur Hand genommen wird, wenn er sich darüber orientieren will, wie sich die neuen Errungenschaften der Physik in das ihm bereits vertraute Lehrgebäude einordnen. Ein ausführliches Sach- und Namenregister wird ihm dabei die Einsicht wesentlich erleichtern.

Literaturangaben wurden in der neuen Auflage mit aufgenommen, aber doch nur bei spezielleren Untersuchungen und nur in bezug auf einzelne Gegenstände; auf Vollständigkeit machen dieselben keinen Anspruch.

Zahlreichen Freunden und Kollegen verdanke ich wichtige Ratschläge und Winke bei der Verbesserung des in der ersten Auflage Dargebotenen; ich nenne vor allem die Herren Professoren O. D. Chwolson, Th. Des Coudres und W. König sowie Herrn Ingenieur Fritz Emde; ihnen spreche ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank aus.

Beim Lesen der Korrekturen hat mich Herr Dr. P. Ewers in dankenswertester Weise unterstützt.

Die Verlagshandlung hat der äußeren Ausstattung des Buches ihre ganz besondere Fürsorge angedeihen lassen; ich weise in dieser Beziehung in erster Linie auf die Kraftlinienbilder des ersten und die Kraftflußdiagramme des dritten Kapitels hin. In den späteren Kapiteln bedürfen einzelne aus der alten Auflage übernommene Figuren noch der Verbesserung; diese soll bei Gelegenheit einer eventuellen Neuauflage nicht verabsäumt werden. Da nebenbei auch ein möglichst preiswertes Buch geschaffen werden sollte, so konnten der Verlagshandlung zunächst weitere Opfer in dieser Beziehung nicht zugemutet werden.

München, Januar 1905.

H. Ebert.

Inhaltsverzeichnis.

Erster Abschnitt.

Seite

Magnetismus 1

Erstes Kapitel. Grunderscheinungen 3

1. Der Magnetstein 3
2. Die magnetische Eigenschaft 4
3. Begriff des Magneten 4
4. Magnet und Eisen 4
5. Wirkung und Gegenwirkung 4
6. Feilichtketten 4
7. Kraftlinien 5
8. Herstellung magnetischer Kraftlinienbilder 7
9. Fixieren der Kraftlinienbilder 8
10. Magnetische Polarregionen 9
11. Aufsuchen der Pole eines natürlichen Magneten 10
12. Das magnetische Feld 10
13. Kraftlinienverlauf in dem Felde eines natürlichen Magneten . . 10
14. Konzentration des Kraftlinienverlaufes 11
15. Begriff der magnetischen Leitfähigkeit oder Permeabilität . . . 11
16. Polschuhe; der armierte natürliche Magnet 12
17. Die Süd-Nordweisung freier magnetischer Achsen 13
18. Ankerschließung, Tragkraft 13
19. Herstellung künstlicher Magnete 14
20. Vorgang bei der Magnetisierung 15
21. Stabmagnet 15
22. Hufeisenmagnet 18
23. Magnetische Magazine 18
24. Besondere Magnetformen 19
25. Richtungssinn der Kraftlinien 20
26. Magnetnadel im Felde 22
27. Verlauf der erdmagnetischen Kraftlinien 23
28. Zeichnen des Kraftlinienverlaufes 26
29. Die ponderomotorischen Wechselwirkungen zweier Magnete . . . 27
30. Wechselwirkung der Felder zweier axial einander genäherter Magnetstäbe 28
31. Wirkung zweier langer Magnetstäbe quer zueinander; Kraftlinienverlauf in bipolaren Magnetfeldern 31
32. Quellpunkte und Sinkstellen im magnetischen Kraftfelde . . . 33
33. Das Feld zwischen zwei parallelen Stabmagneten 34
34. Astasierung 36
35. Transversalwirkungen; Ablenkungen; die Hauptlagen 36
36. Weiches Eisen im Magnetfelde; Magnetisierung durch Influenz . 37
37. Magnetische Schirmwirkung 40
38. Begriff der magnetischen Polarisation 41

Seite

Zweites Kapitel. Messung magnetischer Kräfte 44
39. Die Grundeinheiten; das Centimeter-Gramm-Sekunden-System . . 44
40. Abgeleitete Einheiten; Dimension einer Größe 45
41. Das Kräftemaß: die Dyne 46
42. Messung magnetischer Kräfte in Dynen mittels der Wage . . . 47
43. Begriff der Polstärke 48
44. Abnahme der magnetischen Wirkung eines Poles mit der Entfernung 49
45. Das Coulomb'sche Gesetz 50
46. Die magnetische Permeabilität 51
47. Dimension der Polstärke 53
48. Einheit der Polstärke; Messung von Polstärken; Vorzeichen derselben; der Einheitspol 54
49. Die Feldstärke 56
50. Der Vektorcharakter der Feldstärke; das magnetische Kraftfeld als „Vektorenfeld" 57
51. Darstellung der Feldstärke durch die Kraftlinienzahl 59
52. Die magnetische Induktion 60
53. Das bipolare Magnetfeld 61
54. Das magnetische Moment und die Magnetisierungsintensität . . 63
55. Drehbarer Magnetstab im homogenen Felde; Komponente des Momentes 65
56. Drehmoment, welches ein Magnetstab auf einen anderen ausübt 67
57. Statische Feldvergleichung: Methode der gekreuzten Kraftfelder 67
58. Ablenkung eines im Erdfelde drehbaren Magnetstabes durch einen anderen Magnetstab 69
59. Direktionskraft eines in einem Magnetfelde drehbaren Magnetstabes 71
60. Schwingungen eines Magnetstabes in einem Magnetfelde . . . 71
61. Dynamische Feldvergleichung: Schwingungsmethode, Schwingungsvariometer 74
62. Zurückführung der magnetischen Größen auf absolutes Maß . . 74

Drittes Kapitel. Abbildung von Kraftfeldern 77
63. Das unipolare Feld 77
64. Zeichnen einer einzelnen Kraftlinie des bipolaren Feldes . . . 78
65. Kraftlinienbündel im bipolaren Felde 80
66. Kraftröhren und Kraftfluß 82
67. Satz von der Erhaltung des Kraftflusses 84
68. Maxwell's Einheitssolenoide 85
69. Induktionsröhren und Induktionsfluß 85
70. Kraftflußdiagramme 86
71. Diagramm des unipolaren Feldes 86
72. Bestimmung der Feldstärken nach dem Diagramm 88
73. Diagramm des bipolaren Magnetfeldes 89
74. Kombination zweier Kraftflußdiagramme 91
75. Diagramm zweier gleichnamiger gleichstarker Magnetpole . . . 93
76. Diagramm ungleich starker Magnetpole 93
77. Diagramme homogener Felder 95
78. Kombination von mehr als zwei Feldern 97

Zweiter Abschnitt.

Kraftfelder galvanischer Ströme: Elektromagnetismus, Elektrodynamik 99
Viertes Kapitel. Einachsige Magnetkraftfelder. (Einfacher Strom.) 104
79. Der galvanische Strom als System magnetischer Kraftlinien . . 104
a) Verlauf der Kraftlinien in einer der Trägerachse parallelen, dem Leiter benachbarten Ebene 105
b) Verlauf der Kraftlinien in einer zu der Trägerachse senkrechten Ebene 105

Seite

80. Begriff der Achse des konzentrischen Magnetkraftliniensystems oder der Kraftachse (Faraday) 108
81. Richtungssinn der konzentrischen Kraftlinienringe 108
82. Ablenkende Wirkungen eines Stromes auf eine Magnetnadel; Ørsted's Grundversuch 110
a) Magnetnadel parallel zum Stromträger 111
b) Magnetnadel senkrecht zum Stromträger 112
83. Ablenkungsregeln: Daumenregel; Ampère's Schwimmregel . . . 112
84. Stromrichtungsanzeiger 113
85. Ein Magnetpol im Stromfelde 113
86. Elektromagnetische Rotationserscheinungen 114
87. Kraftfeld einer Stromröhre 117
88. Der Fleischmann-König'sche Rotationsapparat 117
89. Das elektromagnetische Grundgesetz: Gesetz von Biot und Savart 120
90. Die charakteristische Größe des Stromfeldes: die „Stromstärke“ 124
91. Das Laplace'sche Gesetz 126
92. Das elektromagnetische Maß der Stromstärke 128
93. Elektromagnetische Wirkung eines bewegten elektrischen Partikelchens (Elektrons) 130
94. Das praktische Maß der Stromstärke: Das Ampère 130
95. Graphische Darstellung des konzentrischen Kraftliniensystems eines geradlinigen Stromes 131
96. Diagramm des konaxialen Kraftliniensystems mit eingelegtem Pole 133
97. Arbeit der elektromagnetischen Kräfte 135
98. Beziehung der Stärke des elektrischen Stromes zu dem Linienintegrale der magnetischen Kraft: die elektromagnetische Hauptgleichung 137

Fünftes Kapitel. Bewegungsantriebe, welche galvanische Ströme oder bewegte elektrische Teilchen (α-Strahlen und β-Strahlen) in einem Magnetfelde erfahren. („Linke-Hand-Regel“) 139

99. Bewegliches Gleitstück im homogenen Magnetfelde 139
100. Die Linke-Hand-Regel (L.H.R.) 141
101. Mechanische Interpretation und Diagramm der ponderomotorischen Bewegungsantriebe 142
102. Elektromagnetische Rotationen 144
103. Bewegungen eines biegsamen Leiters im Felde eines Stabmagneten 146
104. Quantitatives Gesetz der ponderomotorischen Wirkung, welche ein beweglicher Stromträger in einem ruhenden Magnetfelde erfährt 147
105. Bewegungsantrieb, welchen ein einzelnes bewegtes elektrisch geladenes Teilchen in einem Magnetfelde erfährt 148
106. Bahnen bewegter elektrischer Teilchen in einem Magnetfelde . 149
107. Kanal- und Kathodenstrahlen, α-Strahlen und β-Strahlen; ihre magnetische Ablenkung 151
108. Elektronen 156

Sechstes Kapitel. Mehrachsige Magnetkraftfelder (Elektrodynamik) 160

109. Feld zweier gleichgerichteter Parallelströme und ihre elektrodynamische Anziehung 160
110. Feld zweier entgegengesetzt gerichteter Parallelströme und ihre elektrodynamische Abstoßung 162
111. Verhalten gekreuzter Ströme 163
112. Senkrecht gegeneinander gerichtete Ströme; kontinuierliche Rotation eines Stromträgers unter der Wirkung eines anderen . . 164
113. Die Intensität der elektrodynamischen Wechselwirkung 165
114. Kombination von Diagrammen zweier konzentrischer Kraftfelder 165
115. Eigenschaften der zweiachsigen Diagramme 167

Seite

Siebentes Kapitel. Magnetkraftfelder von Achsenschleifen (Kreisströmen); die molekulare Theorie des Magnetismus . . 170

116. Umgestaltungen des konzentrischen Kraftliniensystems durch Deformation der Achse 170
117. Einwirkung verschiedener Teile desselben Stromträgers aufeinander 171
118. Magnetfeld der Achsenschleife 172
119. Magnetnadel innerhalb einer Stromschleife 173
120. Feldstärke im Inneren einer Achsenschleife 175
121. Die Tangentenbussole 175
122. Magnete als elektrische Kreisströme; die Ampère'sche Theorie des Magnetismus; cyklische Systeme 177
123. Axialer Charakter der Magnetkraftlinien; Kraftröhrenmodelle . 181
124. Unterschied in den Feldern der Magnete und der galvanischen Ströme; einfach und mehrfach zusammenhängende Räume . . 185

Achtes Kapitel. Stromspulen, Solenoide, Stromspiralen und Elektromagnete 188

125. Stromspulen 189
126. Solenoide 191
127. Stromspiralen 194
128. Begriff der Ampèrewindungszahl 196
129. Magnetisierungsspiralen 198
130. Der Wiedemanneffekt 199
131. Elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes 200
132. Ampèremeter 202
133. Galvanometer 204
134. Elektrodynamometer 208
135. Elektromagnete 209
136. Große Verwendbarkeit der Elektromagnete 212
137. Paramagnetismus, Diamagnetismus 213
138. Das Zeeman'sche Phänomen 217
139. Die Maxwell'schen Friktionsteilchen 220

Dritter Abschnitt.

Induktion 225

Neuntes Kapitel. Induktion beim Schneiden von Magnetkraftlinien. („Rechte-Hand-Regel") 229

140. Grundversuch 230
141. Die Rechte-Hand-Regel (R.H.R.) 231
142. Das Schneiden der Kraftlinien 233
143. Begriff der elektromotorischen Kraft 234
144. Multiplikation der Induktionswirkungen, Hintereinanderschaltung von elektromotorischen Kräften 236
145. Erzeugung gleichgerichteter und kontinuierlicher Stromimpulse 236
146. Unipolare Induktion 238
147. Gegensätzlichkeit von Rechter- und Linker-Hand-Regel: die „Lenz'sche Regel" 241
148. Die Dämpfungserscheinungen; Wirbelströme oder Foucault-Ströme 243
149. Galvanometerdämpfungen 244
150. Die Arago'schen Versuche über sog. Rotationsmagnetismus . . 246
151. Das mechanische Äquivalent des Induktionsstromes 247
152. Die in der Zeiteinheit geschnittene Kraftlinienzahl als Maß der elektromotorischen Kraft 251
153. Die praktische Einheit der E.M.K.: das Volt 254
154. Das Ohm'sche Gesetz; die Ohmgröße 255

Seite
155. Widerstandsmessung; Ohmbestimmung 256
156. Die praktische Einheit des Stromeffektes; das Voltampère oder Watt 259
157. Die Wärmewirkungen des elektrischen Stromes; das Joule'sche Gesetz 260
158. Die beim Induktionsvorgange bewegte Elektrizitätsmenge . . 260
159. Die energetische Bedeutung der beiden Faktoren der elektrischen Energie 262

Zehntes Kapitel. Induktion bei Vermehrung oder Verminderung der umschlossenen Kraftlinienzahl. (Maxwell'sche Regel) 268

160. Grundversuch 268
161. Summation der Induktionswirkungen 271
162. Die in einer Leiterschleife induzierte E.M.K. 273
163. Steigerung der Induktionswirkungen durch Multiplizieren der Windungslagen 274
164. Induktion in eisenerfüllten Spulen 278
165. Elektrische Induktion durch Variation der magnetischen Induktion 280
166. Beziehung der Stärke des magnetischen Stromes zu dem Linienintegrale der elektrischen Kraft: die Hauptgleichung der Induktionswirkungen 282
167. Energieinhalt in einer stromdurchflossenen Leiterbahn 283
168. Telephon und Mikrophon 284
169. Induktion bei dem eisengeschlossenen Toroide 287
170. Magnetoinduktion und Elektroinduktion 288
171. Elektroinduktion 289
172. Elektroinduktion in gestreckten Leiterbahnen 292
173. Mechanische Interpretation des Induktionsvorganges mit Hilfe der Maxwell'schen Friktionsteilchen 293
174. Ableitung des Ohm'schen Gesetzes auf Grund der Vorstellung der Maxwell'schen Friktionsteilchen 295
175. Das Transformationsprinzip 296
176. Beschreibung einiger Transformatortypen 300
177. Die Induktorien 302
178. Die automatischen Unterbrecher 304
179. Der Koeffizient der wechselseitigen Induktion 308
180. Der Koeffizient der Selbstinduktion 310
181. Die wechselseitige Induktion unter dem Bilde dicyklischer Verknüpfung: das Dicykelmodell 313

Elftes Kapitel. Der magnetische Kreis 319

182. Beziehung zwischen der magnetisierenden Kraft und der durch sie hervorgerufenen magnetischen Induktion 320
183. Remanenz und Koerzitivkraft 323
184. Beziehung zwischen magnetisierender Kraft und magnetischer Permeabilität 325
185. Cyklische Magnetisierungsprozesse 326
186. Magnetische Hysteresis 327
187. Energieverbrauch beim Magnetisieren 329
188. Die in einem magnetisierten Medium pro Volumeneinheit angesammelte Feldenergie 332
189. Energievergeudung bei cyklischen Magnetisierungsprozessen infolge der Hysteresis 334
190. Der vollkommene magnetische Kreis 336
191. Der unvollkommene magnetische Kreis; die magnetische Streuung 339
192. Ableitung der allgemeinen Hauptgleichung des magnetischen Kreises 340
193. Das geschlitzte Toroid 342

Seite

194. Die Schlußjochmethoden zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Substanzen 343
195. Unterschied zwischen elektrischen und magnetischen Stromkreisen 346
196. Ewing's molekulare Theorie des Magnetismus 347

Zwölftes Kapitel. Dynamomaschinen 350

197. Die Hauptbestandteile der Dynamomaschinen 352
198. Das einzelne Wickelungselement im Magnetfelde 354
199. Offene Ankerwickelungen 355
200. Verwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom; der Kommutator 359
201. Der Siemens'sche Doppel-T-Anker 360
202. Die Ringwickelung 361
203. Entnahme von einphasigem Wechselstrome aus einer Ringarmatur 364
204. Gleichung des einphasigen harmonischen Wechselstromes . . . 367
205. Mehrphasige Wechselströme 369
206. Entnahme von Gleichstrom aus der Ringarmatur 371
207. Die Trommelwickelung 373
208. Mehrpolige Maschinen 377
209. Ableitung der Hauptgleichung der Dynamomaschinen 380
210. Serien-, Nebenschluß- und Kompoundmaschinen 381
211. Das magnetische Drehfeld 384
212. Drehstrommotoren mit Kurzschlußanker 387
213. Die Phasenumformer 388
214. Nutzeffekt der Dynamomaschinen und elektrische Arbeitsübertragung 388

Zusammenstellung der Bezeichnungen, Dimensionierungen und der wichtigsten Formeln 391
Alphabetisches Sach- und Namenregister 397

Erster Abschnitt.

Magnetismus.

Erstes Kapitel.

Grunderscheinungen.

Wir entwickeln die Grundgesetze des magnetischen Erscheinungsgebietes und die Grundvorstellungen, die man sich in demselben gebildet hat, ausgehend von der Erscheinung des sog. permanenten Magnetismus, wiewohl wir später sehen werden (in der Lehre von den „magnetischen Kreisen"), daß diese an gewisse magnetische Eigenschaften des Eisens und einiger ihm nahestehender Metalle geknüpfte Erscheinung des permanenten Magnetismus auf unserem Gebiete nur einen Sonderfall darstellt, und zwar, von dem später zu entwickelnden allgemeineren Standpunkte aus betrachtet, sogar einen Fall von untergeordneter Bedeutung.

Daß hier trotzdem gerade diese Sondererscheinung an die Spitze gestellt werden soll, wird nicht nur dadurch gerechtfertigt, daß sich historisch das ganze Gebiet aus dem Studium dieser Erscheinung entwickelt hat, sondern vor allem durch didaktische Momente. Man wird immer erst den Einzuführenden mit dieser Einzelerscheinung vertraut machen müssen, um alle diejenigen Kenntnisse und Hilfsbegriffe logisch entwickeln zu können, die zum Verständnisse der modernen Theorien der magnetischen Kreise unumgänglich nötig sind. Diese bilden das Ziel, nicht die Basis einer folgerichtigen Entwickelung.

1. Der Magnetstein. — Bereits im Altertume war es aufgefallen, daß gewisse Eisenerze die Eigenschaft besitzen, kleinere Eisenteilchen in besonderer Weise an sich haften zu lassen. Ausgezeichnet waren in dieser Beziehung vor allem die Erze, welche aus den Gruben bei der Stadt Magnesia am Mäanderflusse in Karien (Kleinasien) stammten, so daß der „magnetische Stein" eine gewisse Berühmtheit erlangte. Er gab der ganzen hier zu behandelnden Erscheinungsgruppe den Namen der „magnetischen".

Den Stein selbst nennt man kurz einen Magneten und zwar zum Unterschied vom künstlich hergestellten einen „natürlichen Magneten".

Der „Magnetstein" oder auch das Magneteisen ist ein aus gleichen Äquivalenten Eisenoxyd und Eisenoxydul nach der Formel $FeO \cdot Fe_2O_3$ zusammengesetztes Eisenerz (Ferroferrioxyd). Meist kommt es in dichten homogenen Stücken von mattglänzend schwarzer Farbe vor; kristallisiert zeigt es die Formen des regulären Systems. Außer ihm kommt auch der Schwefelverbindung des Eisens, dem Magnetkies ($6FeS \cdot Fe_2S_3$) die genannte Fähigkeit zu. In viel geringerem Grade findet man sie bei den Kobalt-, Nickel- und Manganerzen.

2. Die magnetische Eigenschaft. — Taucht man ein Stück Magneteisen in Eisenfeilicht, so bleiben an vielen, nicht an allen Stellen, besonders an einzelnen hervorspringenden Ecken und Kanten Büschel oder Bärte von Feilicht hängen.

Taucht man einen beliebigen anderen Körper, z. B. einen Finger in das Feilicht, so bleiben zwar ebenfalls einige Späne hängen, das Anhaften ist aber augenscheinlich von ganz anderer Art. Der Vergleich läßt erkennen, daß von dem Magnetstein eine besondere Wirkung auf die Eisenteilchen ausgeübt wird.

Wiederholt man den Versuch mit anderen Prüfungskörpern als Eisenteilchen und läßt den Magnetstein z. B. auf Kupfer- oder Messingspäne oder auf Kieselsäure (SiO_2) in Form von Quarzsand einwirken, so bemerkt man außer dem Anhaften (Adhärieren), welches eine allgemeine Eigenschaft miteinander in Berührung gebrachter Körper ist, keine besondere Wirkung auf die Teilchen.

Hieraus ist freilich nicht zu schließen, daß die genannten Körper überhaupt nicht der magnetischen Wirkung unterworfen sind. Wie später gezeigt wird, reagieren alle Substanzen, selbst die Gase, auf die magnetische Einwirkung, jede in einer ihr eigentümlichen Weise. Der Versuch lehrt zunächst nur, daß Eisen dies in ganz hervorragender Weise tut. Daher werden wir es zum näheren Studium dieser Wirkung hinfort verwenden. Wir bezeichnen es als „starkmagnetisch", im Gegensatz zu „schwachmagnetischen" Körpern; unmagnetische gibt es nicht.

3. Begriff des Magneten. — Jedes Gebilde, von dem ähnliche Wirkungen ausgehen, wie vom Magnetstein, wollen wir einen „Magneten" nennen.

So wird uns der sog. „galvanische Strom" zunächst als ein „Magnet" entgegentreten, weil wir bei seiner Schilderung von seinen „magnetischen Wirkungen" ausgehen wollen, die wir uns zunächst gerade so durch Eisenfeilicht anschaulich machen, wie wir es hier mit dem Magneten im gewöhnlichen Sinne tun.

4. Magnet und Eisen. — Daß nicht nur kleine Eisenfeilspänchen, sondern überhaupt jede Eisenmasse von dem Magneten angezogen wird, erkennt man, wenn man sie hinreichend beweglich macht.

Sollen kleine Kräftewirkungen veranschaulicht oder gemessen werden, so empfiehlt sich durch ihre hohe Empfindlichkeit die Drehwagenanordnung: An der Zimmerdecke wird ein dünner Hartmessing- oder Stahldraht (Klaviersaitendraht) befestigt, der unten einen langen Querarm aus Messing- oder Aluminiumrohr trägt. An dem einen Ende desselben wird ein Eisenstück befestigt, welches durch ein auf dem anderen Rohrende verschiebbares Laufgewicht ausbalanciert wird. Nähert man den Magnetstein dem Eisenstücke, so folgt dieses dem Magneten.

5. Wirkung und Gegenwirkung. — Wie der Magnet das Eisen anzieht, so zieht auch das Eisen den Magneten an; die magnetische Wechselwirkung ist dem „Prinzip der Gleichheit von actio und reactio" unterworfen.

Befestigt man den Magnetstein an der Drehwage und balanciert ihn mit dem Laufgewichte aus, so kann man dieselben Ausschläge der Drehwage wie vorhin hervorrufen, wenn man das Eisenstück mit der Hand vor ihm bewegt.

6. Feilichtketten. — Beim Drehen eines Stückes Magneteisen, welches in Eisenfeilicht getaucht worden ist, zeigen sich die

anhaftenden Büschel nicht nur dem Einfluß der Schwere unterworfen, sondern sie scheinen selbst der Sitz von besonderen Wirkungen geworden zu sein, sie zeigen eine gewisse Steifigkeit. Sucht man sie von dem Magneteisenstück zu entfernen, so ziehen sie sich zu Ketten aus, indem sich Eisenteilchen an Eisenteilchen hängt.

Besonders deutlich sieht man dieses, wenn man die Teilchen durch eine Unterlage unterstützt, so daß sie nur zum Teil von dem Magnetstein getragen werden, indem man etwa das Feilicht auf ein Stück Karton ausbreitet und mit einer Ecke des Steines über das Blatt hinfährt: Der Feilichtbart wächst dadurch, daß bereits anhängende Feilspäne die Eigenschaft des Magnetsteins übertragen und selbst neue Eisenteilchen heranziehen.

Die magnetische Wirkung wird also von den sich aneinander kettenden Eisenspänen aufgenommen und von Teilchen zu Teilchen weitergegeben.

In diesem Sinne spricht man von einer „Verkettung".

Soll diese Erscheinung einem größeren Kreise anschaulich gemacht werden, so ist man schon bei diesem einfachsten Grundversuche auf die Verwendung von Projektionsmitteln angewiesen, deren fortgesetzte Zuhilfenahme im folgenden immer vorausgesetzt ist. Und zwar bedarf man einer Anordnung um Gegenstände, die in einer Vertikalebene angeordnet sind, zu projizieren (gewöhnliche Projektionsvorrichtung, Skioptikon, Laterna magica), sowie einer zweiten, welche Bilder zur Projektion bringt, die in einer Horizontalebene liegen, bei der also das gesamte aus der Lampe horizontal austretende Strahlenbündel durch einen Spiegel (der am besten zwischen den beiden Kondensorlinsen eingeschaltet wird) vertikal gemacht und nach Passieren des bilderzeugenden Linsensystems durch einen zweiten (wesentlich kleineren) Spiegel oder ein total reflektierendes Glasprisma gegen den Projektionsschirm geworfen wird. Der Objektträger ist in diesem Falle eine horizontal befestigte Spiegelglasplatte.

Größere Apparatanordnungen zeigt man im Schattenriß, wobei das Projektionslinsensystem abgenommen und das durch das Kondensorsystem konvergent gemachte Licht durch eine an der Durchkreuzungsstelle aufgestellte Irisblende oder eine Revolverblende mit größeren und kleineren kreisförmigen Öffnungen möglichst eingeengt wird, so daß es so divergiert, als käme es von einer punktförmigen Lichtquelle.

Die optische Technik hat eine große Zahl zweckmäßiger, meist mittels elektrischen Bogenlichtes betriebener derartiger Projektionsvorrichtungen ausgearbeitet; bei einer Reihe von ihnen ist die Anordnung so getroffen, daß man rasch von der einen zur anderen Projektionsart übergehen kann.[1]

7. Kraftlinien. — Das in § 6 eingeschlagene Verfahren, die von dem Magneteisen auf Eisenteilchen ausgeübte, von diesen aufgenommene und weiter gegebene Wirkung zu untersuchen, ist noch insofern unvollkommen, als die Schwere die Feilichtketten einseitig beeinflußt.

Streut man das Feilicht auf ein horizontal liegendes Kartonblatt oder eine Glasplatte mittels eines Siebes aus größerer Höhe gleichmäßig auf, legt den vorher von bereits anhaftenden Eisenteilchen

[1] Ich verweise in dieser Beziehung auf das von Professor Dr. M. Th. Edelmann, München und mir gemeinsam ausgearbeitete Instrumentarium für wissenschaftliche Projektion. (Preisverzeichnis Nr. 25. I. Hilfsapparate. 1904).

gereinigten Magnetstein darauf und klopft auf verschiedene Stellen der Unterlage, so ordnen sich die Feilspäne in regelmäßig geschwungenen Linien, Fig. 1, an; diese sind die

Faraday'schen Magnetkraftlinien.

Die Eisenfeilichtbilder waren schon vor Faraday bekannt; allein man widmete ihnen nicht die gebührende Beachtung. Für Faraday wurden sie der Ausgangspunkt umgestaltender Gedankenreihen; wir nennen sie daher nach ihm.

Die Kraftlinien lassen erkennen, wie die Wirkungen, welche von gewissen Stellen *a*, *b*, *c*, *d* Fig. 1 des Magnetsteines ausgehen,

Fig. 1.

von Eisenteilchen zu Eisenteilchen in bestimmten Richtungen weitergegeben, gewissermaßen „fortgeleitet" werden. Denn wir sehen, wie die Teilchen auch in größerer Entfernung vom Stein gerichtet sind und sich, dem Verlauf der sie treffenden Linie entsprechend, eingestellt haben.

Die Kraftlinien bezeichnen die Richtung der wirkenden Kraft an jeder Stelle.

Die Einführung von Kräften, die im Bogen, gewissermaßen um die Ecke herum wirken sollten, bereitete Faradays Zeitgenossen große begriffliche Schwierigkeiten, da man sich die Kräfte immer in die geradlinige Verbindungsrichtung der durch sie in Wechselwirkung versetzten Raumpunkte fallend und durch die Zugkräfte gespannter Fäden ersetzbar dachte.

An den mit Buchstaben bezeichneten Stellen der Fig. 1 lag der Stein auf der Unterlage auf; bei seinem Abheben wurden die darunter liegenden Eisen-

teilchen mitgenommen; dadurch sind die hellen Stellen *a*, *b*, *c* und *d* des Bildes entstanden. Will man dieses vermeiden, so legt man den Magneten unter das Kartonblatt.

8. Herstellung magnetischer Kraftlinienbilder.[1] — Da wir uns im folgenden sehr häufig des überaus wichtigen Hilfsmittels der Kraftlinienbilder zur Veranschaulichung der Verteilung der magnetischen Kraft bedienen werden, sollen einige praktische Winke für ihre Herstellung gegeben werden.

Sehr augenfällige, aber etwas grobe Bilder erhält man durch Aufstreuen von feinerem Eisenfeilicht. Dieselben eignen sich besonders zur Demonstration vor einem größeren Kreise.

Das gewöhnliche Feilicht muß durch Aufschwemmen in Benzol von allen Ölen und Fetten gereinigt und dann gut getrocknet und zerrieben werden.

Damit sich die Feilspäne möglichst schwarz von der weißen Papierunterlage abheben, glüht man sie vor dem Gebrauche am besten noch einmal aus. Dabei verwandelt sich ein Teil des Eisens in Ferroferrioxyd, welches nach § 1 ebenfalls fähig ist, die magnetische Wirkung anzunehmen; die von der Bearbeitung her etwa noch anhaftenden Verunreinigungen werden verbrannt. Am besten stellt man das Eisenfeilicht vor dem Gebrauche frisch her; Bohrspäne aus weichstem Gußeisen (ohne Öl gebohrt) sind ein vorzügliches Material. Man siebt durch ein eisenfreies Sieb, wie man es erhält, wenn man Messing- oder Leinengaze über einen aus dickem Drahte gebogenen, mit einem Griffe versehenen Ring zieht.

Beim Klopfen müssen sich die Teilchen vollkommen von der Unterlage erheben. Empfehlenswert ist es daher Pergamentpapier über einen Rahmen zu spannen und auf diesem die Bilder zu erzeugen. In der Horizontalprojektionslampe (s. oben § 6) muß die dünne Spiegelglasplatte, auf der die Bilder vor den Augen des Auditoriums entstehen sollen, hohl gelegt sein, was am einfachsten durch Einklemmen zweier kurzer Stückchen dünnen Drahtes in die dieselbe tragende Fassung erreicht wird.

Will man feinere Züge des Bildes studieren, so verwendet man Ferrum pulveratum oder das feinste Eisenpulver: Limatura ferri alcoholisata. Man füllt damit ein kleines Leinenbeutelchen, welches man schüttelt; dann erhält man eine feine, graue Staubdecke auf der Unterlage.

Bei längerem Liegen pflegt das Eisenpulver Feuchtigkeit anzunehmen; es ballt sich zusammen und gibt störende Flecke beim Aufstäuben. Um dies zu vermeiden, glüht man auch die Limatura aus (etwa auf einer Kupferplatte über der Gebläselampe). In der Reibschale zerrieben gibt sie dann ein schwarzes, sehr feinkörniges Pulver, welches sich ganz gleichmäßig durch Leinen sieben läßt. In keinem Falle darf die Bestreuung eine zu dichte sein.

Als Unterlage verwendet man auch hier glattes, weißes Kartonpapier oder eine Glasplatte. Sind die magnetischen Kräfte sehr stark, so rutschen die Eisenteilchen auf einer zu glatten Unterlage fort und häufen sich zu in die Höhe stehenden Büscheln an. Man verwendet dann besser rauhes Schreibpapier oder in besonderen Fällen sogar gekörntes Zeichenpapier.

Um die einzelnen Feilichtketten möglichst zu individualisieren, klopft man mit einem Hämmerchen (etwa einem an ein Stück Fischbein gesteckten Korke mit einem messingenen Rundkopfnagel) auf die Unterlage.

---

[1] Man hat derartige Kraftlinienbilder gelegentlich magnetische Spektra genannt; ich kann diese Bezeichnung nicht glücklich finden, da sie zu falschen Vorstellungen führen kann. Um eine Zerlegung irgend einer Wirkung, wie es bei dem Farbenbande des Spektrums mit den optischen Strahlungen der Fall ist, handelt es sich ja hier gar nicht.

Will man das Bild an einzelnen bestimmten Stellen besser herausklopfen, oder andere, die nicht mehr erschüttert werden sollen, festhalten, so benutzt man zugespitzte Glasstäbchen. Durch dieses Klopfen hat man das Bild sukzessive „herauszuhämmern".

Andere Verfahren, welche einen Überblick auch über die räumliche Anordnung der Magnetkraftlinien gestatten, wollen wir später im Zusammenhange mit den dazu nötigen stärkeren magnetischen Kräften besprechen.

9. Fixierung der Kraftlinienbilder. — Um die entstandenen Kraftlinien auch nach der Wirkung des erzeugenden Magneten dauernd zu erhalten, kann man verschiedene Methoden anwenden:

1. Fixieren durch einen Schellackspray. Nachdem die Kraftlinien herausgeklopft sind, sprengt man auf das Bild mit einem gewöhnlichen Zerstäuber einen feinen Sprühregen einer dünnflüssigen Lösung von weißem Schellack oder von Mastix in Alkohol; man kann auch den durchsichtigen Lack verwenden, der in der photographischen Praxis zum Lackieren der Negative dient, oder einen hellen Metalllack; beim Eintrocknen der Lösungen haften die Eisenteilchen leidlich fest. Man muß vermeiden, zu große Tropfen mitzureißen oder den Zerstäubungsstrahl direkt auf das Papier zu richten. Sollen die Bilder zur Projektion dienen, so stellt man sie auf Spiegelglasplatten her. Stets muß man die Teilchen in Gegenwart des Magneten selbst antrocknen lassen und darf erst abheben, wenn alles fest ist.

2. Abdrücken auf Klebepapier. Auf das Feilichtbild legt man ein mit Stärkekleister oder Gummi arabicum gleichmäßig und dünn bestrichenes Papier, drückt mit einem Tuche oder dem Handballen an und zieht dann das Bild ab. Der Leim darf nicht zu dünnflüssig sein, sonst haftet er an der Unterlage. Man läßt daher die Oberfläche besser etwas trocknen, ehe man abdrückt; soll der Abdruck zu Projektionszwecken dienen, so benutzt man eine Glasplatte, auf die man den Leim gießt, den man etwas eintrocknen läßt, denn beim Auftragen mit dem Pinsel bekommt man leicht Striemen und Blasen. Die Figuren 1, 3, 5, 17, 18 sind in dieser Weise hergestellt.

3. Fixieren durch Erweichen der Unterlage. Die Kartonblätter oder Glastafeln, auf denen man die Bilder erzeugen will, bestreicht man mehrmals mit Schellacklösung und läßt diese eintrocknen; sehr gut eignet sich auch hier der zum Lackieren von Gelatineplatten gewöhnlich verwendete sog. Negativlack oder überhaupt jeder helle Lack z. B. Metalllack (Silberlack). Man erzeugt das Kraftlinienbild und stäubt dann etwas von derselben Lösung oder etwas Alkohol auf, wodurch der Lack wieder erweicht wird, und die Eisenteilchen festgeklebt werden. Die Figuren 11 und 103 sind photographische Verkleinerungen solcher Fixierungen auf Negativlack. Bei gelindem Erwärmen werden die Lackschichten genügend durchsichtig, so daß die Bilder im durchfallenden Lichte (Tageslicht) photographisch kopiert werden können.

Man kann auch Papier oder Glasplatten mit einer dünnen Paraffinschicht überziehen, das Kraftlinienbild erzeugen und dann durch Erwärmen fixieren.

Auf einem ähnlichen Prinzipe beruht ein von Hartwig und Keck verwendetes Verfahren: Eine Glasplatte wird mittels Dosenlibelle horizontiert, und unter dieselbe der Magnet gelegt. Hierauf wird französischem Terpentinöl feinstes Eisenpulver (Limatura ferri alcoholisata) beigemengt und diese Mischung mittels eines Zerstäubers aus einer seitlichen Entfernung von ungefähr 30 cm auf die Glasplatte übertragen. Zu beachten ist dabei, daß die Flüssigkeit, welche zuerst aus dem Zerstäuber austritt, die Platte nicht treffen darf, sie enthält nicht gleichmäßig genug verteiltes Eisenpulver und verursacht im Bild tropfenförmige Flecken.

Solange die so auf die Glasplatte übertragene Flüssigkeitsschicht noch nicht glatt ist, solange also die Eisenteilchen noch über die Flüssigkeitsoberfläche herausragen, wovon man sich leicht überzeugen kann, wenn man in der Höhe der Platte über sie hinwegsieht, tritt eine Ortsveränderung, also auch eine Gruppierung der Eisenteilchen nicht ein; man hat das Zerstäuben einzustellen,

sonst fließen die schon gebildeten Linien zusammen. Sind die vorhandenen Linien zu zart, so hilft aus diesem Grunde auch eine weitere Zugabe von suspendiertem Eisenpulver nichts, es ist dies vielmehr ein Hinweis dafür, daß dem Terpentinöl zu wenig Pulver beigemengt worden ist.

Hierauf läßt man die Platte ruhig liegen, bis das Terpentinöl verdampft bzw. genügend verharzt ist, um die Eisenteilchen auf dem Glas festzuhalten, was in 1 bis 2 Stunden erreicht ist.

4. Photographische Fixierung. Die detailreichsten, auch für Projektionszwecke sich besonders eignenden Fixierungen von Kraftlinienbildern erhält man auf folgendem Wege: In der Dunkelkammer streut man auf die Gelatineschicht einer Bromsilbertrockenplatte oder noch besser einer glasklar ausfixierenden Chlor-Bromsilber-Diapositivplatte möglichst gleichmäßig feines Eisenpulver; dann legt man den die Kraftlinien erzeugenden Körper darauf oder darunter und klopft an den Plattenrändern mittels Glasstäben. Bei der Beleuchtung der Dunkelkammerlaterne oder bei dem durch das rote Glas des Fensters kommenden Lichte kann man leicht erkennen, ob sich die Eisenteilchen in möglichst feine und regelmäßig verlaufende Linien geordnet haben. Dann belichtet man je nach der Empfindlichkeit der Platte eine kürzere oder längere Zeit (das Licht eines in 1 m Entfernung abgebrannten Zündholzes genügt bei den gewöhnlichen Trockenplatten; bei Diapositivplatten benötigt man stärkere Lichtwirkungen [etwa die, welche einer 16kerzigen Glühlampe in $1^1/_2$ m Entfernung während 30 Sekunden entspricht]; die geringere Empfindlichkeit der Diapositivplatten bringt den Vorteil mit sich, daß man das Feilichtbild vorher gut mit der roten Lampe belichten und erst ordentlich herausklopfen kann). Hierauf schüttet man das Feilicht herunter, wischt noch mit einem trockenen weichen Tuche ab, entwickelt und fixiert in bekannter Weise. Die schwarzen Ketten der undurchsichtigen Eisenteilchen erscheinen hell auf dunklem Grunde. Von den Negativen stellt man Positive auf Papier oder Glas her; die Glasdiapositive geben in der Projektionslampe sehr effektvolle Bilder (eventuell verstärkt man noch mit Quecksilberchlorid, um recht kontrastreiche Bilder zu erhalten). Negative, welche zum Projizieren dienen sollen, entwickelt man weniger dicht als solche, welche erst noch kopiert werden. In dieser Weise wurden die Figuren 2, 4, 6, 15 erhalten. Die Figuren 46, 48, 49, 50, 51 des zweiten Abschnitts sind nach direkten Photographien von Kraftlinienbildern auf Kartonpapier hergestellt. Dabei wurde die Camera an einer vertikal stehenden breiten Holzschiene mit dem Objektiv nach unten in den entsprechenden Höhen über dem horizontalen Bilde festgeklemmt.

Endlich kann man auch das gewöhnliche Lichtpausverfahren, namentlich bei großen Bildern und bei Anwendung groben Eisenpulvers mit Vorteil verwenden. Man erzeugt die Bilder auf einem lichtempfindlichen Papier, z. B. gewöhnlichem photographischen Papier, oder dem, welches für die bekannten blauen Lichtpausen benutzt wird, belichtet und fixiert nach dem Entfernen des Eisenfeilichts.

10. Magnetische Polarregionen. — Erzeugt man von demselben natürlichen Magneten beliebige Kraftlinienbilder, indem man ihn mit anderen und anderen seiner Begrenzungsflächen auf die eisenbestreute Unterlage legt oder vergleicht man die Feilichtbilder verschiedener Magnetsteine, so gewahrt man immer, nur mehr oder weniger deutlich ausgeprägt, die schon in Fig. 1 hervortretende Eigentümlichkeit, daß die an bestimmten Stellen, etwa *a* und *b* aus dem Magneten austretenden Kraftlinien von anderen Oberflächenpartien, etwa *c* und *d* wieder aufgenommen werden. Diese Eigenschaft zeigen alle Magnete; sie läßt auf eine gewisse Gegensätzlichkeit in dem Verhalten der verschiedenen Oberflächenpunkte des Magneten schließen. Mit Rücksicht auf die beiden als Pole bezeichneten entgegengesetzten

Endigungen einer Rotationsachse pflegt man derartige Gegensätzlichkeiten als „Polaritäten“ zu bezeichnen.

Wir wollen alle jene Regionen eines Magneten, von denen Kraftlinien in größerer Zahl ausgehen oder in die solche einmünden, als „Polarregionen“ oder kurz als „Pole“ bezeichnen.

Der Begriff der Pole wurde schon von William Gilbert um das Jahr 1600 eingeführt, mit dessen grundlegender Arbeit überhaupt die wissenschaftliche Erforschung der magnetischen Erscheinungen anhebt.

Auf das analoge Verhalten der Polarregionen unsers Erdkörpers, von denen die eine ebenfalls magnetische Kraftlinien aussendet, welche die andere Region aufnimmt, gehen wir erst später ein.

11. Aufsuchen der Pole eines natürlichen Magneten. — Schneidet man aus verschiedenen Kartonblättern Öffnungen aus, welche bestimmten Querschnitten eines Magnetsteines angepaßt sind, so erkennt man bei dem Vergleiche der einzelnen auf ihnen erzeugten und fixierten Kraftlinienbilder, von welchen Flächen Kraftlinien vorwiegend ausgehen, wie demnach die Polarregionen über die Oberfläche des Magneten verteilt sind. Schlägt man die überstehenden Ecken und Kanten ab, so kann man mittels Schleifen auf dem Sandsteinschleifstein leicht dem Magneten die Form eines regelmäßigen Parallelepipedes, Prismas oder Zylinders geben, derart daß die gegenüberliegenden Endflächen die Polarregionen sind. Ein derartig regelmäßig zugeschnittener natürlicher Magnet soll den weiteren Betrachtungen zugrunde gelegt werden.

12. Das magnetische Feld. — Man nennt den gesamten Wirkungsbereich eines Magneten, d. h. den ganzen Raum seiner Umgebung, innerhalb dessen sich die von ihm ausgehenden magnetischen Kräfte bemerkbar machen, sein „Kraftfeld“ oder kurz sein „Feld“. Magnetfelder sind also dreidimensional ausgedehnte Raumgebiete. Die Kraftlinienbilder stellen nur ebene Schnittfiguren durch dieselben dar.

Durch unser Hilfsmittel der Kraftlinien wird zunächst das Feld im Außenraum des Magneten veranschaulicht. In dem Maße, wie die Hilfsmittel zum Nachweise magnetischer Wirkungen verfeinert werden, erweitert sich die äußere Grenze des Feldes; streng genommen reicht dasselbe im allgemeinen von der wirkenden Oberfläche aus nach allen Seiten hin unendlich weit.

13. Kraftlinienverlauf in dem Felde eines natürlichen Magneten. — Stellt man den nach § 11 behauenen Magnetstein auf eine seiner Polflächen und erzeugt man über der anderen das Kraftlinienbild, so erhält man radiär auseinandergehende gerade Linien. Legt man ihn um und bildet die Kraftlinien in verschiedenen zu seinen Polflächen senkrecht verlaufenden Parallelebenen ab, so ergibt sich immer ein Verlauf, bei dem sich Kraftlinien von einer Seite zur anderen hinüberschwingen. Kombiniert man die erhaltenen Schnittbilder durch das Kraftfeld miteinander, so erkennt man, daß Kraftlinienbündel von dem Grunde des Feldes in der einen Polarregion aufsteigen und sich in mehr oder weniger weiten Bögen wieder zur anderen Region herabsenken. Viele Linien kehren freilich nicht

wieder zurück, sondern scheinen sich in den entfernteren Feldpartien zu verlieren.

Dieses Verfahren, sich über die Struktur eines Kraftfeldes durch das Studium geeignet gelegter Schnittfiguren eine Übersicht zu verschaffen, wird für alle folgenden Fälle vorbildlich bleiben.

14. Konzentration des Kraftlinienverlaufes. — Nur dort, wo Kraftlinien aus- oder eintreten, haften Eisenteilchen am Magneten fest. Überschüttet man also den nach § 11 geformten natürlichen Magneten mit Feilicht, so bleibt dieses vorwiegend an den End-, den Polarflächen und hier wieder hauptsächlich an den Kanten haften. Die Haftkraft verteilt sich demnach über ein größeres Gebiet. Wir haben aber im weichen Eisen schon ein Hilfsmittel kennen gelernt magnetische Kraftwirkungen aufzunehmen und weiterzuleiten. Ordnen wir die Eisenmassen geeignet an, so läßt sich dadurch eine Wirkungskonzentration erreichen. Wird z. B. ein kegelförmig zugespitztes Stück von weichem gut ausgeglühten Eisen in einem Holzstativ so befestigt, daß die Spitze unten, das flache Ende oben liegt und nähert man eine mit Eisenspänen gefüllte Schale dem unteren Ende, so bleibt selbst bei Berührung mit den Feilspänen fast nichts an demselben haften. Legt man aber eine Polfläche des Magnetsteines auf das obere Ende des Eisenstückes auf, so bleibt ein dichter Bart von Eisenteilchen hängen; die einzelnen Fasern divergieren, man sieht an der Haltung der Feilichtketten, daß jetzt magnetische Kraftlinien aus dem unteren Ende austreten; dieselben sind von dem am oberen Ende aufliegenden natürlichen Magneten bis zum unteren Ende fortgeleitet worden. Nimmt man den Magneten fort, so fallen die Eisenspäne wieder ab.

15. Begriff der magnetischen Leitfähigkeit oder Permeabilität. — Die Wirkungskonzentration wird augenscheinlich noch wesentlich gesteigert, wenn wir die Wirkungen gleichzeitig von beiden Polflächen durch angelegte Eisenmassen abnehmen und einer bestimmten Feldregion zuführen. Zwei Eisenschienen von einer Breite gleich der der Polflächen des zur Verfügung stehenden natürlichen Magneten werden zunächst durch Aufstreuen von Eisenfeilicht daraufhin geprüft, ob sie nicht schon an sich richtende Kräfte auf umgebende Eisenteilchen ausüben; in diesem Falle sieht man Kraftlinien von ihnen ausgehen; durch Klopfen oder besser noch Ausglühen wird jeder Rest von Eigenmagnetismus entfernt. Man legt den Magnetstein um die Schienenlänge von dem Orte entfernt hin, nach welchem man die Kraftlinien dirigieren will und überzeugt sich davon, daß der Magnet allein nicht imstande ist in dieser Entfernung noch merkliche richtende Kräfte auf das gestreute Feilicht auszuüben. Jetzt legt man die Schienen an die Polarflächen an: Sofort schießen die Kraftlinien von einer Schiene zur anderen hinüber, auch die entfernten Enden noch durch deutliche Feilichtbogen überbrückend, wie es Fig. 2 zeigt, bei deren Herstellung der Magnet in einer Entfernung etwa gleich dem Dreifachen des Schienenabstandes, also weit

unterhalb der Bildfläche lag. Durch Eisen hindurch findet also eine viel intensivere Übertragung der magnetischen Kräfte statt als durch Luft. Man schreibt mit Rücksicht hierauf dem Eisen eine größere magnetische Leitfähigkeit oder eine größere Permeabilität, d. h. Durchwanderbarkeit für die magnetischen Wirkungen zu als der Luft.

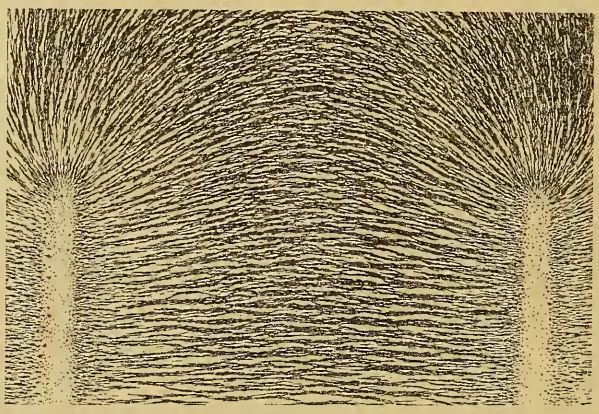


Fig. 2.

Wir stoßen hier zum ersten Male auf eine Erscheinung, welche darauf hinweist, daß es nicht gleichgültig für die Übertragung magnetischer Wirkungen ist, welches Mittel, Medium, sich zwischen der Kraftlinienquelle und dem Orte, wo die Wirkung geprüft wird, befindet. Das Anlegen gleichgroßer Messing- oder Holzschienen ändert den Kraftlinienverlauf nicht ab.

16. Polschuhe; der armierte natürliche Magnet. — Die hohe Permeabilität des weichen Eisens gestattet den Kraftlinienverlauf eines beliebigen Magneten besser auszunutzen und sein Feld zweckentsprechend umzuformen. Dazu belegt man beim natürlichen Magneten die Polarregionen mit flachen, fest angedrückten Eisenblechen, welche sich in massive Eisenansätze fortsetzen. An diesen erhält man dann sehr kräftige Wirkungen.

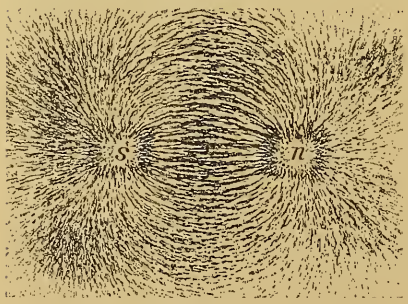


Fig. 3.

Man nennt diese angelegten Eisenbleche mit ihren Ansätzen Polschuhe oder Armaturen und die mit denselben versehenen Magnetsteine: „armierte Magnete“.

Die Wirkung der Armaturen wird nicht beeinträchtigt, wenn sie durch Messingbügel zusammengehalten werden, welche nach § 15 (Ende) den Kraftlinienverlauf nicht beeinflussen. In der Mitte eines solchen Querbügels ist in der Regel eine Öse zum Anhängen des Magneten angebracht.

Stellt man einen armierten Magneten in einem Holzgestell oder zwischen Holzklötzchen so auf, daß die Spitzen der Polschuhe nach oben gerichtet sind,

und erzeugt man auf einem, etwa von einem Rahmen getragenen Kartonblatte oder einer Glastafel das Kraftlinienbild, so erkennt man unmittelbar die Wirkungskonzentration auf die beiden Pole: Fig. 3.

17. Die Süd-Nordweisung freier magnetischer Achsen. — Die Verbindungsgerade der beiden Pole eines Magneten nennt man seine magnetische Achse. Hängen wir den armierten natürlichen Magneten an einem ungedrillten, langen Faden oder einem dünnen Drahte so auf, daß sich seine magnetische Achse frei in der Horizontalebene herumdrehen kann, so stellt er sich in eine ganz bestimmte von Süden nach Norden weisende Richtung ein. Dreht man ihn aus dieser Lage heraus, so kehrt er nach einigen Schwingungen immer wieder in dieselbe zurück. Dies gibt ein Mittel an die Hand, die beiden Pole eines Magneten in eindeutiger Weise zu bezeichnen und sie voneinander zu unterscheiden; jeden nach Norden zeigenden Pol nennen wir einen „Nordpol" Fig. 3(*n*), jeden nach Süden weisenden einen „Südpol" (*s*).

„Gleichnamige" Pole sind solche, welche nach derselben Richtung, „ungleichnamige" diejenigen, welche nach entgegengesetzten Richtungen weisen.

Es empfiehlt sich, die Pole der zur Verwendung kommenden Magnete in bestimmter Weise zu bezeichnen, etwa alle Nordpole rot, alle Südpole blau (am besten mit Emaillefarbe). Wir wollen dann sagen, die Kraftlinien gehen von dem roten Pole (*n*) aus und zu dem blauen (*s*) hinüber.

Um in Figuren die Polaritäten zu bezeichnen, schraffiert man gewöhnlich die Nordenden quer, die Südenden parallel zur magnetischen Achse.

18. Ankerschließung, Tragkraft. — Legt man den armierten Magneten horizontal und erzeugt vor seinen Polenden Kraftlinienbilder, indem man erst das freie Feld allein abbildet, dann in dieses ein Eisenstück von der Länge des Polabstandes vor die Pole legt und dieses in den einzelnen Bildern immer näher und näher heranbringt, so sieht man, daß das vorgelegte Eisenstück die von den Magnetschenkeln auslaufenden Kraftlinien in sich aufnimmt und sie dadurch sammelt; selbst von der Seite her dringen die sich nach ihm umbiegenden Linien ein. Je näher es dem Magneten rückt, um so dichter und kräftiger bilden sich diese zwischen beiden aus; dabei verlaufen sie schließlich fast alle in den schmalen Zwischenräumen zwischen einem Eisenende und dem nächsten Pole des Magneten und überbrücken geradlinig auf dem kürzesten Wege die noch übrige Kluft.

Will man das Umbiegen der Kraftlinien projizieren, so bettet man Ferri limatura alcoholisata in einer flachen, unten durch eine Spiegelglasscheibe geschlossenen Cuvette in Glyzerin oder Paraffinöl ein; diese wird in den Strahlengan gder Horizontal-Projektionslampe (vgl. § 6 S. 5) eingeführt, welche von den Eisenteilchen ein Bild auf dem Projektionsschirme entwirft. Wird der Magnet genähert, so ordnen sich die Teilchen zu den Kraftlinienketten; legt man jetzt das Eisenstück in die Cuvette, so ziehen sich diese nach dem Eisen hin.

Bringt man das Eisenstück in direkte Berührung mit den Polflächen, so wird es hier fest angeschlossen: es hat ein „Kraftlinienschluß" stattgefunden.

Wie kleine Eisenteilchen aneinander gekettet werden, so wird hier die ganze Eisenmasse an den Polschuhen festgehalten, wenn wir sie als verbindendes Glied auf dieselben legen. Kehren wir den Magneten um, so daß das Eisenschlußstück nach unten hängt, so wird es vom Magneten getragen; die verbindende Kraft, die „Tragkraft", ist verhältnismäßig groß, denn die Kraftlinienverkettung überwindet ja die Schwerkraft, welche an dem Eisenstücke zieht. Ist der Magnet kräftig, so kann man sogar ihn selbst tragen, indem man jetzt am vorgelegten Eisenstücke anfaßt. Man nennt dies den „Anker" des Magneten. Ganz allgemein bezeichnet man mit Anker eine Eisenmasse, welche den von einem Polschuh eines Magneten ausgehenden Kraftlinienstrom dem anderen Pole vermöge der größeren Permeabilität des Eisens (§ 15) direkt übermittelt.

Man spricht im vorliegenden Falle auch von einem „magnetischen Kurzschluß".

Die Tatsache der Tragkraft bei Ankerschließung deutet bereits darauf hin, daß längs jener Richtung, in welcher Kraftlinien ausgespannt sind, eigentümliche „Zugwirkungen" von den magnetischen Kräften ausgeübt werden. Die Ankerschließung ist für die Konservierung der Kraft eines Magneten sehr wichtig; man soll einen Magneten niemals mit offenen, kraftlinienstreuenden Polenden aufbewahren, sondern den Kraftlinienstrom immer durch den angelegten Eisenanker kurz schließen.

19. Herstellung künstlicher Magnete. — Wir würden in der Erkenntnis der magnetischen Erscheinungen nur langsam vorangekommen sein, wenn wir auf die natürlichen und die armierten Magnete allein angewiesen wären. Die Beschränkung liegt einmal darin, daß wir in der freien Gestaltung der Magnetformen behindert wären, andererseits darin, daß natürliche Magnete immer nur schwache und mit der Zeit abnehmende magnetische Kräfte zur Verfügung stellen. Erst als man gelernt hatte, beliebig geformte Magnete anzufertigen, und magnetische Kräfte zu summieren, hatte man die Hilfsmittel zu weiterem Vordringen in der Hand.

Die Eisenteilchen, welche bei allen vorigen Versuchen im Felde eines natürlichen Magneten magnetische Eigenschaften annahmen, die sie befähigten andere Eisenteilchen an sich zu ketten, verlieren diese Eigenschaft, sowie sie aus dem Felde entfernt werden, fast vollständig. Es ist daher äußerst wichtig, daß wir das Eisen in eine Modifikation überführen können, in der es imstande ist, einmal angenommene magnetische Eigenschaften auch in stärkerem Grade dauernd zu behalten. Wir erreichen dies durch die Reihe jener Operationen, welche das gewöhnliche Eisen in sog. Stahl verwandeln.

Bestreicht man eine zunächst unmagnetische Stahlstricknadel von der Mitte ausgehend nach dem einen Ende zu wiederholt mit dem Nordpole eines armierten natürlichen Magneten, nach dem anderen Ende hin mit dem Südpole, so ist dadurch der ganze Stahlstab dauernd derart magnetisch geworden, daß die ganze eine Hälfte Kraftlinien aussendet, welche die andere Hälfte wieder aufnimmt, ähnlich wie es Fig. 4 zeigt. Hängt man die Nadel in der Mitte

auf, so erkennt man mit Rücksicht auf das in § 17 Gesagte, daß das mit dem Nordpole bestrichene Ende südpolar, das mit dem Südpole behandelte dagegen nordpolar geworden ist.

Diese Übertragung der „magnetischen Eigenschaft" auf Stahl bezeichnet man als „Magnetisieren", sie beruht darauf, daß Stahl die auf ihn einmal übertragene magnetische Wirkung in viel stärkerem Maße zurückbehält als Eisen, auf seiner größeren „Remanenz". Das Ergebnis ist ein sog. „künstlicher Magnet" oder ein „Dauermagnet". Eisen liefert „temporäre" oder „zeitweise" („vergängliche"), Stahl „permanente" Magnete.

Hat ein Stahlstück magnetische Eigenschaften von einem natürlichen Magneten angenommen, so kann man mit ihm wieder andere Stücke magnetisieren; der Magnetismus ist also weiter übertragbar.

Diese Andeutung über das Magnetisierungsverfahren genüge hier; wir stellen uns vor, daß die im folgenden beschriebenen Formen von Stahlkörpern in dieser Weise kräftig magnetisiert worden seien. Daß man durch Anwendung der Magnetkraftfelder, welche bei dem „elektrischen Strome" auftreten, viel wirksamere Magnetisierungsmethoden erhält, werden wir erst später sehen. Tatsächlich werden alle starken Magnete heute nur noch durch jene „elektromagnetischen Kräfte" erzeugt.

20. Vorgang bei der Magnetisierung. — Würde man einen Stahlstab an einer empfindlichen, eisenfreien Wage wägen, ihn dann kräftig magnetisieren und ihn wieder wägen, so würde man keine Änderung des Gewichts finden.

Bei der Annahme der magnetischen Eigenschaft wird demnach nichts Substanzielles auf den magnetischen Körper übertragen. Die Magnetisierung kann also nur in einer Umlagerung der schon vorhandenen materiellen Teile, in einer Art Strukturmodifikation bestehen. In dieser Beziehung ist der folgende Versuch sehr instruktiv: Eine gut magnetisierte Stricknadel wird in Eisenfeilicht gelegt: An den Enden haften kräftige Bärte, in der Mitte bleibt kein Eisenteilchen hängen. Man bricht die Nadel mitten durch und wiederholt mit den Hälften den Versuch: An den Enden der Stücke, auch an denen, welche vorher die indifferente Mittelzone bildeten, bleibt Feilicht haften. Jedes Stück hat in seiner Mitte eine neue Indifferenzzone angenommen. Man zerbricht wiederum jede Hälfte: Jedes neue Bruchstück erweist sich immer wieder als ein vollkommener Stabmagnet mit zwei magnetischen Enden und einer unmagnetischen Zwischenzone.

Da man diesen Versuch beliebig weit fortsetzen kann, so drängt sich die Vorstellung auf, jeder kleinste Bestandteil eines Magneten sei für sich schon ein Magnet. Die kleinsten Massen, in welche physikalische Methoden die Substanzen der Körper zu zerlegen vermögen, nennt man Moleküle. Man stellt sich daher einen Magneten aus sog. „Molekularmagneten" aufgebaut vor, indem man den Molekülen selbst magnetische Eigenschaften zuschreibt. Das Magnetisieren würde hiernach in einem Richten der Molekularmagnete und einem Zusammenschließen derselben zu magnetischen Molekülketten bestehen, eine Vorstellung, die später in § 38 noch eingehender begründet werden wird.

21. Stabmagnet. — Magnetisiert man einen nicht zu langen Stahlstab von beliebigem Querschnitte seiner Länge nach, so erhält

man einen Stabmagneten. Seine Längenausdehnung überwiegt bei weitem die Querdimensionen. Die magnetische Wirkung beschränkt sich zwar nicht auf die Enden, sie ist hier aber am stärksten. Das Kraftlinienbild in einer zur Stabachse parallelen horizontalen Ebene (Fig. 4) läßt erkennen, daß die von einer Polarregion N ausgehenden

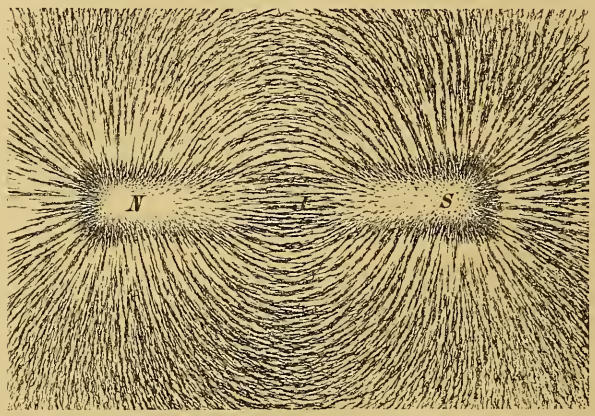


Fig. 4.

und in das Feld hinaustretenden Kraftlinien sich in immer weiteren Bogen zu dem anderen Ende S hinüberschwingen und hier enden.

In der Mitte des Stabes zeichnet sich eine Zone J dadurch aus, daß von ihr gar keine Kraftlinien ausgehen; in ihrer Umgebung wird die magnetische Kraft nur durch die Linien bestimmt, welche sich von dem einen zu dem anderen Ende hinziehen und die hier dem Stabe parallel verlaufen. An dieser Stelle wird daher kein Feilicht vom Stabe festgehalten, man nennt sie die „Indifferenzzone“ oder den „magnetischen“ Äquator (W. Gilbert 1600).

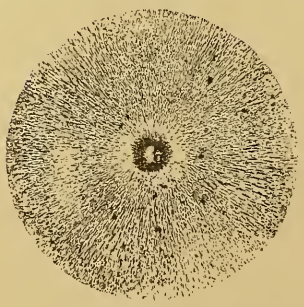


Fig. 5.

Dreht man den Magnetstab um seine Achse, so erhält man immer dasselbe Kraftlinienbild. Daraus folgt, daß das Feld symmetrisch zur Achse ist. Befestigt man einen runden Stabmagneten in vertikaler Stellung, so erhält man in einer horizontalen Ebene vor dem Pole das Kraftlinienbild Fig. 5; dasselbe entspricht also einem zur Achse senkrechten ebenen Schnitt durch das Feld. In diesem verlaufen die Kraftlinien radiär nach außen. In jeder durch eine dieser Linien und die Magnetachse gelegten Ebene hat man sich eine Kraftlinienverteilung, wie sie Fig. 4 zeigt, zu denken.

Da am Rande des Stabendes die Kraftlinien zusammenlaufen, erscheint diesem entsprechend eine dichtere Anhäufung von Eisenteilchen in Form eines

schwarzen Ringes in der Mitte des Bildes (Fig. 5). Dafür treten an den benachbarten Regionen innen und außen leere Stellen auf, da von hier die Teilchen auf der horizontalen Papierfläche fortgezogen wurden. Man darf hieraus also nicht auf eine Abnahme der magnetischen Kraft an diesen Stellen schließen.

Verfolgt man in Fig. 4 die Richtungen, welche die Kraftlinien in nicht zu großer Nähe des Magnetstabes haben, rückwärts bis in den Magneten selbst hinein, so sieht man, daß sie in beiden Polarregionen gegen je einen Punkt im Innern des Stabes N und S konvergieren, in dem sie sich zu treffen scheinen. Von einer gewissen Entfernung an kann man sich also die ganze, von dem Magnetstabe nach außen hin ausgeübte Kraftwirkung von diesen beiden Punkten, die man die Stabpole nennt, ausgehend denken, was freilich, streng genommen, nur bei sehr dünnen und langen Stäben gilt.

Diese Bemerkung wird späterhin von Wichtigkeit sein, wenn es sich darum handelt, die magnetische Wirkung eines Stabmagneten messend zu verfolgen. Darum suche und bezeichne man die Polpunkte bei den zur Verwendung kommenden Magnetstäben. Man schneidet ein Kartonblatt so aus, daß man es gerade über den horizontal gelagerten Stab schieben und in solcher Höhe festlegen kann, daß die obere Papierebene gerade durch die Längsachse des Stabes geht. Nun streut man Feilicht (nicht zu dicht) auf; ein dünner Faden wird mit einer an seinem Ende geknüpften Schleife in eine Nadel eingehängt, die man auf die Mittellinie des Stabes in der Nähe eines Endes aufsetzt. Man spannt den Faden über dem Kraftlinienbilde geradlinig aus und schiebt die Nadel so lange hin und her, bis der Faden die Richtung der Kraftlinien außerhalb einer Zone, deren Entfernung von der Nadel etwa $^1/_3$ der Stablänge beträgt, angenommen hat. Für die Linien dieser entfernteren Feldteile existiert in der Tat ein gemeinsamer Konvergenzpunkt: ein Polpunkt; man bezeichnet die Stellen, wo im Innern die Pole liegen, mittels Emaillefarbe. Man wird finden, daß bei nicht zu kurzen Stäben der Abstand der Pole nahezu $^5/_6$ der Stablänge beträgt.

Da die magnetische Wirkung längs der Kraftlinien von Stelle zu Stelle weiter gegeben wird, werden wir sagen: die Wirkung des Stabes nach außen hin muß von der Art sein, als ob sie von zwei Punkten P_1 und P_2 des Stabes, von seinen Polpunkten allein ausginge. Ist völlige Symmetrie im Kraftlinienverlaufe in bezug auf die Äquatorebene vorhanden, so wird die Wirkung der beiden Pole vollkommen gleich sein, nur daß die des einen der des anderen entgegengesetzt ist. In diesem Falle werden wir den Stab als „gleichförmig magnetisiert“ bezeichnen und die Wirkung seiner Pole als in der Tat entgegengesetzt gleich annehmen. Ist ein Stab ungleichförmig magnetisiert, so erkennt man dies im Feilichtbilde daran, daß die Indifferenzzone nicht in der Mitte liegt, sondern nach einem Ende hin verschoben ist.

Die Verbindungslinie der beiden Polpunkte eines Magneten nennt man seine „magnetische Achse“ (W. Gilbert 1600).

Bei einem sehr langen und dünnen Stabmagneten bleibt fast nur an den Enden Feilicht hängen, welches sich zu einem kugelförmigen Büschel vereinigt; Richtkräfte auf benachbarte Eisenteilchen gehen nur von den äußersten Endpunkten aus. Die Kraftlinien biegen sich auch nicht mehr von einem Pole zum anderen hinüber, die Linien des einen Poles sind fast unabhängig von denen des anderen; die Indifferenzzone ist zu lang, die Teilchen um einen Pol herum sind der Wirkung des anderen, immer gleichzeitig mit vor-

handenen Poles ganz entrückt; wir erhalten so durch Verwendung sehr langer Magnetstäbe die Möglichkeit die Wirkung eines einzelnen Poles für sich zu betrachten, von dem die Kraftlinien radiär geradlinig nach allen Seiten hin ausgehen; sein Feld nennt man ein „unipolares", während das des Stabmagneten Fig. 4 nach obigem als „bipolares" zu bezeichnen ist.

22. Hufeisenmagnet. — Die Wirkung der Stabmagnete ist an den Enden am stärksten; man kann sich noch stärkere Felder verschaffen, wenn man die beiden Enden eines Stahlstabes einander zubiegt, so daß eine hufeisen- oder ringförmige Form entsteht; die Schenkel des Hufeisens flacht man so ab, daß die Endflächen in einer Ebene liegen. In dieser ist der Kraftlinienverlauf ähnlich wie in Fig. 3. In einer zum Stabe parallelen Ebene, Fig. 6, gehen von den Enden *N* und *S* sich dicht zusammendrängende Kraftlinien aus, welche in den inneren Partien des Bildes fast geradlinig auf dem kürzesten Wege von einem Schenkel zum anderen hinüberziehen. Weiter außerhalb dieses Teiles biegen die Linien immer weiter und weiter aus und zerstreuen sich auf der Außenseite der Schenkel gleichmäßig in die entfernteren Teile des Feldes. Je näher man der Biegung des Magneten kommt, um so spärlicher ist der Kraftlinienverlauf, der aus dem Magnetkörper heraustritt. Schließlich verlaufen die Linien der Biegung parallel; auf der Außenseite verraten die einzelnen Teilchen fast gar keine ordnende magnetische Kraft mehr; hier an der Biegung liegt also die Indifferenzzone *J* dieser Magnetformen.

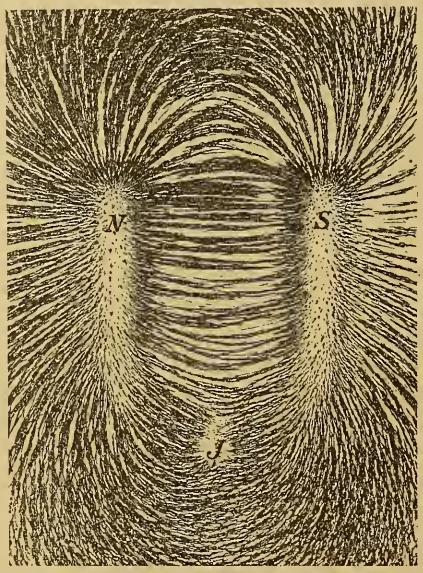


Fig. 6.

23. Magnetische Magazine. — Um die Wirkung der Magnete zu verstärken legt man mehrere flache Magnete, sog. Lamellen mit gleichen Polaritäten aufeinander und befestigt sie durch umgelegte Messingbänder oder durch hindurchgeführte verschraubte Bolzen aus Messing oder anderem schwach magnetischen Materiale. Aus Gründen, die später (§ 33 S. 36) hervorzuheben sein werden, läßt man die Polenden der Mittellamelle am weitesten vorstehen und verkürzt die zu beiden Seiten darauf befestigten Teilmagnete an den Enden so, daß

jeder folgende etwas kürzer ist, und dadurch die Enden des Magazins treppenförmig abgestuft werden.

Magazine kann man sowohl aus Stab- wie aus Hufeisenmagneten zusammensetzen. Die einem Magazine eigentümliche Tragkraft ist nicht proportional der Zahl der Lamellen; überhaupt existiert keine einfache Beziehung zwischen dem Gewichte eines Magazins und seiner magnetischen Kraft, was seinen Grund in der gegenseitigen Beeinflussung der Felder einander paralleler gleich gerichteter Magnetstäbe (§ 33 S. 35), sowie der Verschiedenheit der Stahlsorten, der Art der Härtung und Magnetisierung hat.

Mit den sehr starken Feldern zwischen den Polen kräftiger Hufeisenmagnetmagazine kann man auch den räumlichen Verlauf der Kraftlinien fixieren: Streut man feinstes Eisenpulver (Limatura) zwischen die Pole, so schließen sich die Teilchen zu einer stabilen Brücke zwischen den beiden Polen zusammen, die einzelnen Ketten folgen den Kraftlinien. Zündet man das Pulver an, so verbrennt es, das Eisen oxydiert und backt zu einem festen Körper zusammen, welcher die Struktur des Kraftlinienfeldes besitzt. Man kann die Schlacke abnehmen und durch Zerschneiden die Struktur des Feldes im Einzelnen verfolgen.

Bettet man gröbere Eisenteilchen in ein zähflüssiges Zwischenmittel (z. B. Gelatine) ein, welches ihnen Drehungen und geringere Ortsveränderungen, nicht aber ein Aufeinanderhäufen gestattet, und läßt es unter der Einwirkung des Magneten hart werden, so erhält man gleichfalls ein recht instruktives Modell des Kraftlinienverlaufes.

Man hängt etwa das Magazin so auf, daß seine Schenkel nach unten gerichtet sind, und stellt einen Pappkasten, in den die Schenkelenden hineinragen, darunter. Helle, durchsichtige Gelatine wässert man in kaltem Wasser, erwärmt sie dann und rührt in den Brei reichlich Eisenfeilicht ein. Durch Absieben entfernt man vorher den feinen Eisenstaub, der die Gelatine undurchsichtig machen würde. Den Gelatinebrei gießt man in den Pappkasten, so daß der untere Teil des Magneten ganz davon umgeben ist, und läßt erstarren.

Nach dem Loslösen der Pappwände und Abschneiden der äußeren Flächenstücke, in denen die Eisenteilchen gerostet sind, erhält man ein durchscheinendes Stück, in dem man den Verlauf der Kraftlinien nach allen Seiten hin deutlich verfolgen kann, namentlich wenn man intensives Licht darauf scheinen läßt. Die Eisenteilchen im Innern rosten nicht zu rasch.

Für spätere Versuche bedürfen wir eines kräftigen Hufeisenmagnetmagazins; derartige Magazine werden jetzt aus Wolframstahl in vorzüglichster Qualität hergestellt und in den Handel gebracht (z. B. von der Stahlfabrik Tigges & Co.; Haspe in Westfalen).

Um die magnetische Kraft desselben zu erhalten, ist es immer mit vorgelegtem und stark belastetem Anker hängend aufzubewahren, und zwar erschütterungsfrei und geschützt vor Temperaturwechseln, also nicht in der Nähe eines Ofens. Es ist gut, sich ein Modell seines Kraftlinienverlaufes herzustellen; dazu zeichnet man den Magneten auf zwei Holzbrettern ab, schneidet diese so aus, daß man zwei Holzdeckel, einen für jede Seite des Magneten erhält, und befestigt in den Rändern dieser Holzdeckel Stücke eines dicken, weichen Kupferdrahtes, die man dem Kraftlinienverlaufe in den betreffenden Ebenen entsprechend biegt, so daß sie also die Schenkel je eines Brettes wie die Kraftlinien selbst überbrücken. Bei den Induktionserscheinungen z. B. wird uns dieses Modell von Wichtigkeit sein.

24. Besondere Magnetformen. — Außer Stab- und Hufeisenmagneten gibt es noch eine ganze Reihe anderer Formen von künstlichen Dauermagneten. Ihre Formen sind wesentlich durch den Zweck, dem sie dienen sollen, bestimmt. Hier kommen besonders zwei Gesichtspunkte in Betracht: Entweder man strebt eine möglichste Konzentration der magnetischen Wirkung innerhalb eines bestimmten,

gewöhnlich nur kleinen Raumes an; oder man legt gerade umgekehrt auf eine möglichst weit gehende Kraftlinienstreuung Wert. Ersteres erreicht man z. B. wenn man einen Stahlring an einer Stelle aufschlitzt und nun seiner Länge nach magnetisiert. Die Zwischenfuge eines solchen Ringmagneten wird von einem sehr starken Kraftlinienstrome überbrückt; ist sie sehr schmal, so treten nur wenige Kraftlinien aus dem Zwischenraume seitlich heraus. Umgekehrt will man bei den sog. Magnetnadeln, länglichen, an den Enden zugespitzten, rautenförmig gestalteten dünnen Stahlblechen, durch eine möglichste Zerstreuung der von beiden Enden ausgehenden Kraftlinien erreichen, daß sie möglichst vollkommen an äußere magnetische Wirkungen angeschlossen werden können.

Etwas Ähnliches bezweckt man bei den in Fig. 7 skizzierten Formen, welche bei der Konstruktion von Magnetometern und Galvanometern eine große

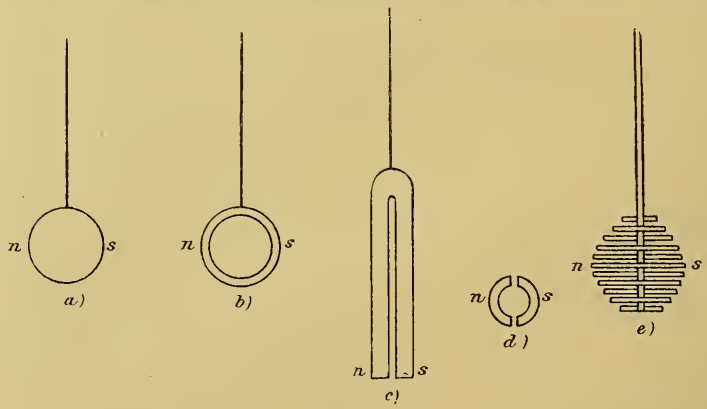


Fig. 7.

Rolle spielen. Bei ihnen mußte gleichzeitig der Forderung Genüge geleistet werden, daß sie in möglichst engem Raume Platz finden. Der auf einer Seite polierte Stahlspiegel (Fig. 7a) ist längs seines horizontalen Durchmessers *n s* magnetisiert; an dem nach oben gehenden Stiele an einem Kokonfaden in ein magnetisches Meßinstrument eingehängt, vereinigt er in sich den Ablenkungsmagneten und den Ablesespiegel. Der magnetisierte Ring (Fig. 7b) zeichnet sich durch sehr geringes Gewicht aus. Fig. 7c stellt in Längsansicht, 7d in Unteransicht ein kleines glockenförmiges, oben geschlossenes Stück Stahlrohr dar, welches so magnetisiert ist, daß an den gegenüberliegenden Seiten des Mantels Pole entstehen, einen sog. „Glockenmagneten", wie er besonders bei Spiegelgalvanometern Verwendung findet. Werden an einem dünnen, an einer Stelle etwas flach geklopften Aluminiumdrahte (Fig. 7e) beiderseitig kleine aus Uhrfederstahl gefertigte Magnetchen mittels Schellack in gleichsinniger Achsenrichtung angekittet, so erhält man ein äußerst leichtes und doch gegen magnetische Kräfte höchst empfindliches Magnetsystem.

25. Richtungssinn der Kraftlinien. — Die Kraftlinien geben durch ihren Verlauf in jedem Feldpunkte die Richtung der daselbst herrschenden magnetischen Kraft an. Wir haben gelegentlich schon davon gesprochen (z. B. in § 10 S. 9), daß die Kraftlinien von dem einen Pole eines Magneten ausgingen und in den anderen einmündeten;

seither fehlte uns aber ein Hilfsmittel, mit dem Kraftlinienverlaufe wirklich den Sinn einer bestimmten Richtung zu verbinden. Dies gewinnen wir, wenn wir in das Feld den einen Pol eines beweglich aufgehängten dünnen Magnetstabes bringen, dessen Länge so groß ist, daß nur dieser eine Pol einer merklichen Feldwirkung ausgesetzt ist (vgl. § 21 S. 17).

Man schiebt etwa über das eine Ende eines langen, starkmagnetisierten Stahldrahtes eine Messinghülse, welche mit einer Öse versehen ist. An dieser hängt man mittels eines ungedrillten Fadens den Magneten so auf, daß er frei vertikal herabhängt, und sein unteres Ende dicht über der Tischplatte schwebt. Unten wird er etwas beschwert und mit einem Papierquerkreuze versehen. Auf den Tisch legt man die Magnete, deren Kraftlinienbilder man auf einem untergelegten Kartonblatt erzeugt.

Man kann den Magnetstab auch schwimmen lassen, indem man ihn durch einen Kork steckt, den man in einem größeren Gefäße auf Wasser legt, so daß der Stab vertikal in das Wasser hinabtaucht, und entweder seinen n- oder seinen s-Pol nach oben richtet. Dieser obere Pol wird den Wirkungen von Stab- und Hufeisenmagneten ausgesetzt, welche man auf den Rand des Gefäßes legt.

Taucht der n-Pol des beweglichen Stabes in das Feld, und führt man ihn gegen den N-Pol eines langen kräftigen Stabmagneten heran, so wird er beim Loslassen an allen Seiten weggetrieben. Führen wir ihn wieder heran, so entfernt er sich wieder, sowie wir den hemmenden Druck unseres Fingers aufheben. Bei dem Heranführen des Poles müssen wir eine, wenn auch geringe „Arbeit" leisten.

Beachten wir die Richtung, längs deren der n-Pol jedesmal aus dem Felde des N-Poles fortbewegt wird, so bemerken wir, daß sie diejenige der durch den betreffenden Feldpunkt gehenden Kraftlinie ist.

Ein beweglicher n-Pol wird von dem N-Pol eines festliegenden Magneten längs der von diesem ausgehenden Kraftlinien weggeschoben.

Bei seiner Bewegung bleibt der Magnetpol n nicht auf einer Kraftlinie, sondern schießt über dieselbe hinweg; würden wir die Bewegung (etwa durch Reibung) so dämpfen, daß der jedesmal erteilte Impuls sofort wieder vernichtet wird, so würde dieselbe Kraftlinie schon viel genauer verfolgt werden. Bei größeren Entfernungen aus der Gleichgewichtslage stört beim aufgehängten Magneten außerdem die immer größer werdende rücktreibende Komponente der Schwere.

Kehrt man den festliegenden Magnetstab um, so daß der bewegliche n-Pol in den Bereich des Südpoles S zu liegen kommt, so kehren sich auch die Bewegungserscheinungen um. Eine Kraft zieht das Stabende zu dem Magneten hin. Wir müssen eine Arbeit leisten, um den n-Pol aus dem Felde des S-Poles zu entfernen. Der zu überwindende Zug erfolgt immer in der Richtung der Kraftlinien.

Ein beweglicher n-Pol wird von dem S-Pole eines festliegenden Magneten längs der in denselben eintretenden Kraftlinien herangezogen.

Dreht man den beweglichen Magneten um, so ergeben sich bei den beiden Lagen des festliegenden Magnetstabes die umgekehrten Wirkungen.

Die Erscheinung ist also polar sowohl in bezug auf den einen wie den anderen in Wechselwirkung tretenden Magneten.

Es empfiehlt sich die Versuche auch in der Nähe der Indifferenzzone anzustellen, wobei der bewegliche Stab in einem Bogen um diese herum von einem zum anderen Polende hingeht.

Zwischen den Schenkeln eines Hufeisenmagneten geht er von der einen Seite direkt zu der anderen hinüber, vor den Schenkelenden wird er in immer weiteren Bogen von einem Pole zum anderen hinübergetrieben dem Verlaufe der Kraftlinien, Fig. 6, entsprechend.

Wir ziehen aus derartigen Versuchen den wichtigen Schluß: Den Kraftlinien wohnt ein bestimmter Richtungssinn inne, der sich in den verschiedenen Antrieben äußert, welche bewegliche *n*- und *s*-Pole in dem Felde erfahren.

Derartige Gegensätze pflegt man durch die Bezeichnungen von „positiv" (+) und „negativ" (—) zum Ausdruck zu bringen. Man hat den + Richtungssinn den Antrieben beigemessen, welche ein beweglicher Nordpol im Felde erfährt und die Festsetzung getroffen: Die Kraftlinien verlaufen in dem Sinne, in dem ein beweglicher *n*-Pol in ihnen vorangeschoben wird.

Vergleichen wir die Ergebnisse der vorhergehenden Versuche, so müssen wir dann zweitens sagen: Bei allen Magneten gehen die Kraftlinien von dem Nordpole aus und ziehen sich durch das Feld nach dem Südpole desselben hin, woselbst sie einlaufen. (Positiver Richtungssinn.)

Diese Festsetzung des positiven Richtungssinnes der Kraftlinien enthält ein willkürliches Moment. Mit der einen Festsetzung sind dann aber auch alle übrigen Beziehungen eindeutig gegeben.

26. Magnetnadel im Felde. — Wenn der *n*-Pol eines beweglichen Magneten in der Richtung der Kraftlinien, der *s*-Pol dieser Richtung entgegengesetzt bewegt wird, so muß sich bei der Vereinigung beider Pole an einer kurzen Magnetnadel diese gerade in die Richtung der Kraftlinien stellen. Diese Linien sind im allgemeinen Kurven; die Magnetnadel nimmt die Richtung der Tangente an dieselben an.

Der Richtungssinn der Kraftlinien ist daher durch die Stellung einer kleinen Magnetnadel in jedem Punkte des Feldes gegeben, wenn wir längs der Achse derselben von *s* nach *n* hinblicken.

Wir wollen daher diese Richtung vom *s*-Pol einer Nadel nach ihrem *n*-Pol als den positiven Richtungssinn ihrer Achse betrachten.

Benutzt man eine kleine auf einer Spitze spielende Nadel zum Aufsuchen der Kraftlinienrichtung, so macht man etwa ihr Südende stumpf, das Nordende spitz, um diesen Sinn ihrer Achsenrichtung sofort hervortreten zu lassen. Ein kurzes am einen Ende zugespitztes Stück Stahldraht, in das in der Mitte eine bis über seine Achse hineingehende Vertiefung eingebohrt ist und das nach sorgfältigem Härten in der entsprechenden Weise magnetisiert ist, eignet sich sehr gut als solcher Kraftlinienrichtungszeiger. Soll derselbe auf der Horizontalprojektionslampe (vgl. § 6 S. 5) verwendet werden, so durchbohrt man eine kleine Glasplatte, kittet in die Öffnung ein Stück einer mit der Spitze vertikal nach oben gerichteten Nähnadel und setzt auf diese das magnetisierte Stahlstäbchen auf.

Für Vorlesungszwecke zu empfehlen ist auch ein sog. „magnetisches Fähnchen“ (nach G. Jaumann) Fig. 8. Ein Stück magnetisierten Stahlbleches ist an einem oben angeschmolzenen Stück Glasrohr befestigt, welches auf einer Nadelspitze spielt. Dem Blech gegenüber ist ein Zeiger angebracht. Da dieser bei der Luftströmung anzeigt, woher der Wind kommt, so müssen die Polaritäten des Fähnchens, wenn auf die Analogie mit der Windfahne Wert gelegt wird, so angeordnet werden, wie es in der Figur angedeutet ist.

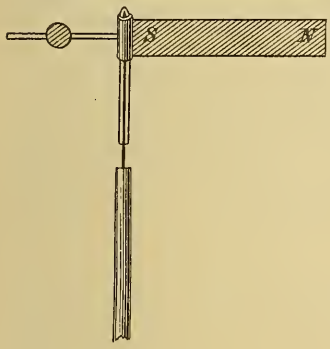


Fig. 8.

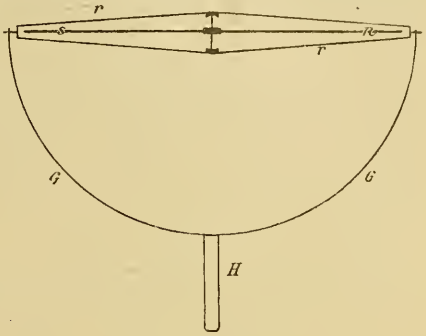


Fig. 9.

Da die Kraftlinien räumlich angeordnet sind, so ist es wichtig einen Kraftlinienrichtungszeiger zu besitzen, dessen Nadel jede beliebige Lage im Raume annehmen kann. Einen solchen stellt Fig. 9 dar. Ein Magnetstäbchen $s\,n$ ist mit Spitzen, die in Pfannen ruhen, in dem Messingrähmchen $r\,r$ gelagert, das seinerseits wieder in Spitzenlagerung in der Gabel $G\,G$ drehbar ist, welche mittels des Handgriffes H in das Feld gehalten wird. Hier besitzt die Achse $s\,n$ des Magnetstabes zwei Grade der Bewegungsfreiheit.

Solche „Probenadeln“ (exploring needles Faradays) sind zur Erforschung der Magnetfelder sehr wichtig, sie sind oft ein bequemeres Hilfsmittel als die Feilichtbilder, wenn diese auch die Verteilung der Kraft mit einem Blicke übersehen lassen.

Wir wollen die Richtung der Kraftlinien hinfort immer durch den Zeigefinger bezeichnen, den wir also in einem Kraftfelde vom N- nach dem S-Pole weisend zu stellen haben:

$$\text{Kraftlinienrichtung } (N \longrightarrow S) \equiv \text{Zeigefinger.}$$

Denn die Kraftlinien sind die ersten Gebilde mit einem bestimmt ausgesprochenen Richtungssinne, denen wir begegnen. Wenn wir eine Richtung angeben wollen, bedienen wir uns gewohnheitsgemäß des Zeigefingers der einen oder der anderen Hand. Derselbe soll demnach bei allen Fingerregeln, die wir kennen lernen werden, die Kraftlinienrichtung bezeichnen. Bei allen im folgenden zu beschreibenden Modellen soll ferner immer durch weiße Pfeile (etwa aus blankem Weißblech oder weißem Karton) die Kraftlinienrichtung bezeichnet werden.

27. Verlauf der erdmagnetischen Kraftlinien. — Als Anwendungsbeispiel der soeben angegebenen Methode die Richtung und den Richtungssinn der Kraftlinien eines Feldes zu ermitteln wollen wir das magnetische Kraftfeld am Beobachtungsorte mittels einer frei beweglichen Magnetnadel erforschen. Schon die Tatsache, daß alle Magnete ihre Achse in eine bestimmte Richtung einstellen (§ 17 S. 13),

läßt uns vermuten, daß wir dauernd von magnetischen Wirkungen umgeben sind.

Man hängt eine unmagnetische Stahlstricknadel so auf, daß sich die auf ihre beiden Hälften wirkenden Schwerkräfte in bezug auf den Drehpunkt gegenseitig aufheben, magnetisiert sie durch Streichen, achtet auf die erzeugte Polarität und bringt die Nadel wieder in schwebende Lage außerhalb eines jeden künstlichen Magnetfeldes. Sie senkt eine Spitze, und zwar auf der Nordhemisphäre ihr Nordende, auf der Südhemisphäre ihr Südende, um einen bestimmten Winkel nach unten und stellt sich in eine bestimmte Vertikalebene ein. Man führt die Nadel im Zimmer herum (genügend weit von Eisenmassen [Ofen u. dergl.] entfernt). Die Nadelstellungen sind einander parallel, wir befinden uns also in einem Felde mit gleichgerichtetem Kraftlinienverlaufe. Zur Festlegung desselben bedürfen wir zweier Winkelgrößen:

Man hält die Nadel über eine horizontale Ebene, auf der man die Süd-Nordlinie (geographischen Meridian) bezeichnet hat[1] und legt an sie ein vertikal gehaltenes Kartonblatt. Die durch ihre Richtung bestimmte Vertikalebene hat angenähert Süd-Nordrichtung, aber nicht genau; sie weicht um einen gewissen Winkel von dieser Richtung ab, im mittleren Europa ungefähr um 10—14 Grad mit dem nach Norden gerichteten Ende nach Westen. Diesen Winkel nennt man die magnetische Deklination, und die Richtung der Vertikalebene durch die Nadelachse „den magnetischen Meridian“ am Beobachtungsorte.

Man bezeichnet ferner auf dem vertikalen Blatte die Richtung der Nadel, legt durch diese eine Horizontale und mißt (etwa mit dem Transporteur) den Richtungsunterschied. Man findet im mittleren Europa 60—68 Grade. Diesen Winkel nennt man die magnetische Inklination.

Durch die beiden Winkel der Deklination und Inklination, zwei von den sog. erdmagnetischen Elementen, ist an jedem Orte die Richtung der erdmagnetischen Kraftlinien bestimmt.

Soll die Nadel nur die Deklination anzeigen, so muß man sie an ihrem Südende etwas beschweren oder den Aufhängepunkt etwas nach dem Nordende hin verschieben. Alsdann wirkt nur eine Komponente der erdmagnetischen Kraft richtend auf sie ein, die Horizontalkomponente. Die Nadel stellt sich in den magnetischen Meridian. Eine solche Nadel nennt man eine Deklinationsnadel.

---

[1] Anmerkung. Diese Richtung findet man mit einer für diesen Versuch ausreichenden Genauigkeit in folgender Weise: Auf einer horizontalen Ebene befestigt man einen vertikalen, mit einem durchlochten Bleche versehenen Stift, zeichnet um den Fußpunkt konzentrische Kreise und bezeichnet die Punkte, in denen am Vor- und Nachmittag desselben Tages das Schattenbild der Öffnung in dem Bleche die einzelnen Kreise schneidet; die Halbierungslinie des auf je einem Kreise bezeichneten Bogens gibt die Süd-Nordlinie.

In Wirklichkeit wird man bei Anstellung des Versuches in der angegebenen einfachen Form niemals die beiden genannten Winkel, namentlich nicht den Inklinationswinkel genau bestimmen können (letzteres vornehmlich deshalb nicht, weil der Schwerpunkt des aufgehängten Stabes nicht mit dem Drehpunkte zusammenfällt). Bei genaueren Bestimmungen verwendet man rautenförmig gestaltete lange Magnetnadeln (vgl. § 24 S. 20), die entweder in der Horizontalebene drehbar sind (Deklinationsnadeln) oder in der Vertikalebene des magnetischen Meridianes (Inklinationsnadeln). Durch Umlegen der Nadeln und Ummagnetisieren kann man sich von Abweichungen der geometrischen Achse von der magnetischen und störenden Einflüssen ungleichförmiger Magnetisierung frei machen.

Es ist bekannt, wie die Kenntnis der Deklination im magnetischen Kraftfelde eine Orientierung auf freier Meeresfläche und bei Untertagbauten im Bergwerk usw. mittels der Magnetnadel im Kompaß oder der Bussole ermöglicht.

Da sich die Magnetnadel mit ihrer vom *s*- nach dem *n*-Pole gerichteten Achse immer in die Richtung der Kraftlinien stellt, so gehen auf der Nordhemisphäre die erdmagnetischen Kraftlinien von oben her in den Erdboden hinein, auf der Südhemisphäre aus diesem heraus. Wir müssen uns demnach zufolge der in § 26 getroffenen Festsetzung in der Nähe des geographischen Nordpoles einen magnetischen Südpol, in der Gegend des Südpoles unseres Planeten einen magnetischen Nordpol vorhanden denken.

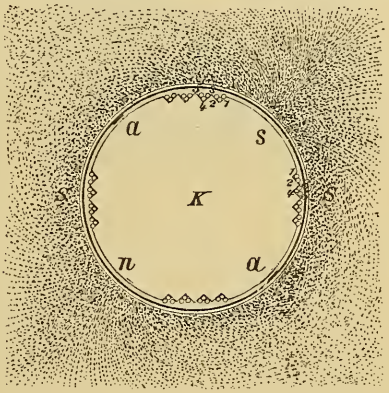


Fig. 10.

Ein ungefähres Bild von dem Verlaufe der erdmagnetischen Kraftlinien geben die Figuren 10 und 11, welche in folgender Weise hergestellt worden sind: Auf den beiden Hälften einer ca. 2 cm im Durchmesser haltenden Kugel *K* von weichem Eisen (Fig. 10) werden treppenförmige Abdrehungen eingeschnitten, so daß ein übersponnener Kupferdraht von 1 mm Dicke auf sie aufgewickelt werden kann; die Figur zeigt nur die Querschnitte der einzelnen Drahtwindungen, welche in der Figur von 1 nach 1, 2 nach 2 usw. verlaufend zu denken sind. Die Drahtenden sind umeinander gewickelt und treten aus der Mittelzone (etwa aus der Mitte der Figur nach oben oder unten) aus. Um das Ganze sind zwei halbkugelförmige Messingschalen gedrückt, welche, um die Zuleitungen hindurchzulassen, einen kleinen Ausschnitt an ihrem Rande haben.

Die Kugel *K* stellt die Erde dar. Schickt man einen galvanischen Strom durch die Windungen, so wird die Kugel magnetisiert (zur Stromerzeugung genügen zwei oder drei gewöhnliche Flaschenelemente), und zwar fällt die magnetische Achse der Kugel in die Richtung *s n*; *a a* stellt die Äquatorrichtung dar. Legt man über das Ganze eine Kartonscheibe mit einem kreisförmigen Ausschnitt, in welchen die Kugel gerade hineinpaßt, und erzeugt man das Kraftlinienbild, so erhält man eine strahlige Figur (Korona).

Fig. 11 gibt das direkte Kraftlinienbild, also gewissermaßen einen Meridianschnitt durch das erdmagnetische Feld. An Stelle des hellen Kreises in der

Mitte ist die Kugel K, in Wirklichkeit die Erde zu denken; die schräg nach innen verlaufenden kurzen Linien deuten die Richtung der Rotationsachse der Erde an. Soll das Bild projiziert werden, so legt man die Kugel in einen kreisförmigen Ausschnitt (von etwas über 2 cm Durchmesser) einer Glasplatte, die horizontal in den Strahlengang gebracht wird; die seitlich herausgezogenen Zuleitungsdrähte stören nicht.

Man sieht wie die Kraftlinien bei n senkrecht aus dem Erdboden heraussteigen (Inklination 90°, magnetischer Nordpol); weiter entfernt ist das Aufsteigen weniger steil, die Kraftlinien biegen sich mehr und mehr gegen den Äquator $a\,a$ hin um. In dessen Region verlaufen die Kraftlinien der Erdoberfläche mehr oder weniger parallel, hier liegt die magnetische Indifferenzzone des Planeten, die Inklination ist 0 längs dieses „magnetischen Äquators", der in der Nähe des geographischen verläuft. Auf der Nordhemisphäre fallen die Kraftlinien von oben her wieder ein, in höheren Breiten mit immer größeren Winkeln die Oberfläche treffend. Die Inklinationswinkel nehmen daher immer mehr zu, um endlich bei s wieder scheitelrecht in die Erde zu führen (magnetischer Südpol der Erde, 1841 von John Ross auf der Halbinsel Boothia felix entdeckt). Bei Gelegenheit des Auftretens kräftiger Polarlichterscheinungen (magnetischer Ungewitter nach Humboldt) werden die höheren Schichten der Atmosphäre längs dieser Linien leuchtend und geben dann zu den bekannten strahligen Gebilden Veranlassung; aus Gründen der Perspektive scheinen die Polarlichtstrahlen gegen einen Punkt des Himmels zu konvergieren (Polarlichtkrone), gegen den die frei aufgehängte Magnetnadel (Inklinationsnadel) weist.

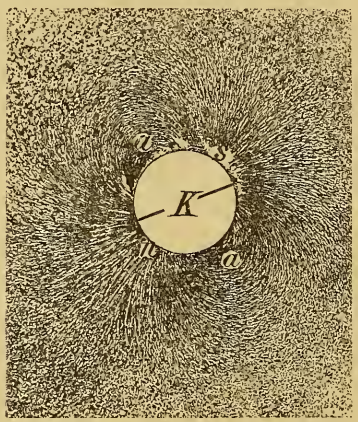


Fig. 11.

28. Zeichnen des Kraftlinienverlaufes. — Kurze an einem Faden aufgehängte oder mit einem Hütchen auf einer Spitze bewegliche Magnetnadeln können nach § 26 beim Zeichnen des Kraftlinienverlaufes in einer Ebene verwendet werden.

Wird ein stark magnetisierter Stahlstab oder ein Stabmagazin auf einen horizontal ausgespannten Bogen Zeichenpapier gelegt, und eine kleine Magnetnadel auf niederem Stativ, die in einer der halben Stabdicke etwa gleichen Höhe über der Zeichenebene von einer Spitze getragen wird, an verschiedenen Stellen des Stabfeldes aufgestellt, so nimmt sie überall eine bestimmte Richtung an. Projiziert man die beiden Nadelenden vertikal auf die Papierebene, verbindet beide Punkte durch eine Strecke und bezeichnet durch einen Pfeil deren Richtung (s, n), so gibt die Gesamtheit aller dieser Pfeile ein deutliches Bild vom Kraftlinienverlaufe im Stabfelde. Durch Eisenfeilicht kann man das Bild nachträglich noch verifizieren.

Das Verfahren der Zeichnung einzelner Nadelstellungen ist insofern noch unvollkommen, als man nicht direkt den fortlaufenden Kurvenzug einer Kraftlinie erhält. Befestigt man aber auf dem oberen Ende eines Schreibstiftes eine Spitze, auf welcher ein kleiner Magnetstab frei schwebend in der Horizontalebene spielt, so kann man den Verlauf der Kraftlinien in einem gegebenen Felde kontinuierlich nachzeichnen, wenn man den Stift immer so weiterschiebt,

daß der Magnet die Tangente zu dem zuletzt gezeichneten Kurvenstück bildet.

Eine sehr bequeme und einfache Vorrichtung für diesen Zweck stellt Fig. 12 dar. In der runden, in der Mitte durchbohrten, unten ebenen Messingscheibe A von 2 cm Durchmesser ist die 5 cm lange Messinghülse B befestigt, auf die oben die Spitze C aufgesteckt ist. Im Innern der Hülse befindet sich ein Stück Bleistift D, welches durch die kleine Spiralfeder E nach unten gedrückt wird. Am Herausfallen wird der Stift durch eine Umkröpfung des Hülsenrandes an der Unterfläche des Fußes A nach innen gehindert; nur die Spitze F des Bleistiftes D sieht aus der Hülse hervor. Soll ein anderer Stift eingesetzt werden, so wird die Spitze C abgenommen. Auf dieser schwebt in horizontaler Lage der kleine mit N und S bezeichnete Magnetstab G. Für gewöhnlich steht das Instrument auf einer Korkunterlage, welche eine für die Spitze F bestimmte kleine Vertiefung besitzt.

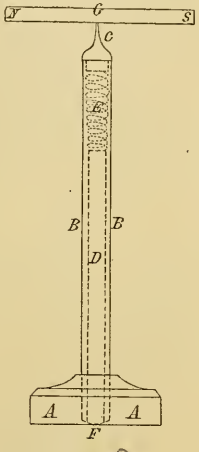


Fig. 12.

Sollen die Kraftlinien eines Magneten, z. B. eines Hufeisenmagneten, gezeichnet werden, so wird derselbe auf einen Bogen Papier auf einen Holzklotz gelegt, der seine Mittelebene auf die Höhe des Magnetstäbchens G bringt. Visiert man von oben senkrecht an dem Stabe G herab, so gelingt es leicht, den Fuß A so vorwärts zu schieben, daß G immer in die Richtung des eben unter dem Fuße A sichtbar werdenden Kurvenstückes fällt. Man erhält so eine ziemlich getreue graphische Aufzeichnung des Kraftlinienverlaufes, wie er der Mittelebene des verwendeten Magneten entspricht.

Eine der reichhaltigsten Sammlungen derartiger Kurvensysteme für die verschiedensten magnetischen Gebilde, namentlich Stab-, Hufeisen- und Ringmagnete ist im Jahre 1844 von J. E. Herger herausgegeben worden (in Leipzig bei E. Pönicke u. Sohn erschienen mit einem Vorworte von Erman). Sie enthält 37 große graphische Darstellungen solcher magnetischen Kurven auf 31 Foliotafeln.

29. Die ponderomotorischen Wechselwirkungen zweier Magnete. — Wir wollen jetzt beide Magnete, welche aufeinander wirken, beweglich machen. Den einen (M_1) befestigen wir entweder so, daß er sich in seiner eigenen Achsenrichtung hin- und herbewegen kann, oder quer dazu, oder wir hängen ihn in der Mitte an einen Faden, oder stellen ihn auf eine Spitze, so daß er sich in der Horizontalebene frei herumdrehen kann. In seiner Ruhelage befindet er sich im letzteren Falle, wenn seine Achse im magnetischen Meridiane liegt. Den anderen Magneten (M_2) nehmen wir zur Hand und nähern ihn M_1 von den verschiedensten Seiten her (Handmagnet).

Ferner wollen wir gegen früher die Beschränkung fallen lassen, daß ein Magnet sehr lang sei; wir wollen vielmehr die beiden Paare von Polen gleichzeitig in Wechselwirkung treten lassen und untersuchen dabei gleichzeitig, wie die Kraftlinien des einen Stabes durch die des anderen beeinflußt werden.

Wir finden in diesem Falle, daß durch die magnetischen Kräfte die ganze Masse des beweglichen Magneten mitgenommen wird, so daß dieser aus seiner Ruhelage abgelenkt wird. Man nennt daher diese Äußerungen der magnetischen Kräfte „pondero-

motorische Wirkungen", weil sie sichtbare, greifbare, wägbare Massen (pondera = Gewichte) bewegen.

Zieht man die den einzelnen Wirkungsweisen entsprechenden Kraftlinienbilder in Betracht, so drängt sich die von FARADAY zuerst eingeführte Vorstellung auf, daß diese ponderomotorischen Wirkungen sämtlich durch elementare, in den kleinsten Teilen des Feldmediums wirkende Zugspannungen längs der Magnetkraftlinien (vgl. auch § 18) und gewisse Druckspannungen quer zu der Kraftlinienrichtung vermittelt werden. Da in dieser Auffassung ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal der FARADAY'schen Anschauungen gegenüber älteren Vorstellungen liegt, wollen wir sie etwas eingehender begründen.

30. Wechselwirkung der Felder zweier axial einander genäherter Magnetstäbe. — Ein Magnetstab M_1 wird in ein Schiffchen aus Messingblech, Fig. 13, eingelegt, welches mittels s-förmig ge-

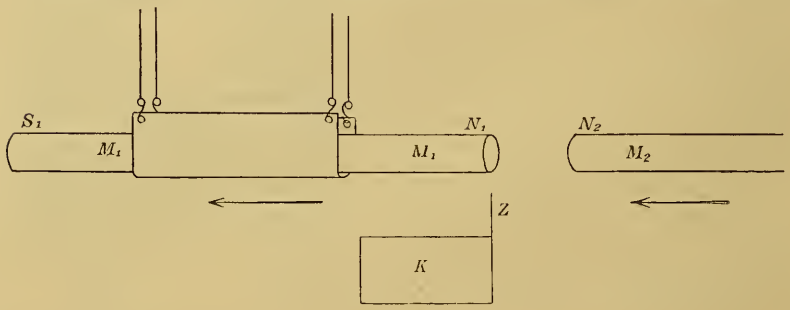


Fig. 13.

bogener Haken an langen dünnen Fäden an der Zimmerdecke aufgehängt wird. Unterhalb des einen Stabendes steht ein Holzklotz K, welcher einen Zeiger Z trägt.

Nähert man dem n-Pole des Magneten M_1 den n-Pol des Handmagneten M_2 in axialer Richtung, so weicht M_1 vor M_2 zurück, wie die in die Figur eingezeichneten Pfeile andeuten. Nähert man den s-Pol von M_2 dem s-Pol von M_1, so findet das gleiche statt. Beim Zurückweichen hebt sich das im Schwerpunkt angreifend zu denkende Gewicht von M_1 etwas, es wird eine gewisse Hubarbeit verrichtet.

Der von dem Felde eines Poles eingenommene Raum ist für den gleichnamigen Pol eines anderen Magneten, der axial genähert wird, bis zu einem gewissen Grade undurchdringbar. Durch die Feldwirkungen zweier gleichnamiger Pole werden deren Träger voneinander weggetrieben.

Nähert man dagegen dem n-Pole von M_1 den s-Pol von M_2 und umgekehrt, so werden die Stäbe gegeneinander gezogen. Durch die Feldwirkung ungleichnamiger Pole werden deren Träger aufeinander zugezogen.

Werden zwischen die beiden aufeinander wirkenden Magnetfelder Tafeln von Pappe, Holz, Glas, Messing, Kupfer gestellt, so lassen diese alle die genannten Wirkungen unverkürzt durch sich hindurch gehen.

Wir wollen jetzt mit den soeben konstatierten ponderomotorischen Wirkungen den Kraftlinienverlauf zwischen zwei in gegenseitiger Verlängerung liegenden Magnetstäben vergleichen.

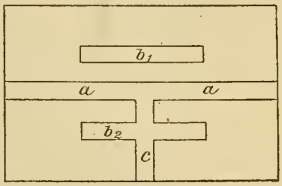


Fig. 14.

Zur Herstellung der folgenden Kraftlinienbilder bedient man sich zweckmäßig eines ca. 2—3 cm dicken, durch Querleisten gegen Verziehen gesicherten Brettes, in welches verschiedene Nuten von solcher Breite und Tiefe eingeschnitten sind, daß die Magnetstäbe gerade hineinpassen und sich ihre oberen Flächen mit der Oberfläche des Brettes vergleichen. Die Nuten sind wie in Fig. 14 angeordnet. In der mittleren Längsnut $a\,a$ liegen die beiden Stäbe in gegenseitiger Verlängerung, in den beiden Nuten b_1 und b_2 einander parallel, in b_1 und der Quernut c senkrecht zueinander.

Werden die Kraftlinienbilder auf der Horizontalprojektionslampe hergestellt, so ist es zweckmäßig, die beiden Polaritäten der zur Verwendung kommenden Stabmagnete auf den ersten Blick voneinander unterscheidbar zu machen. Man durchbohrt etwa die Nordpole aller Stäbe, so daß sofort zu erkennen ist, ob gleichnamige oder ungleichnamige Pole in Wechselwirkung gesetzt werden.

Fig. 15 stellt den zuerst ins Auge gefaßten Fall dar (vgl. auch

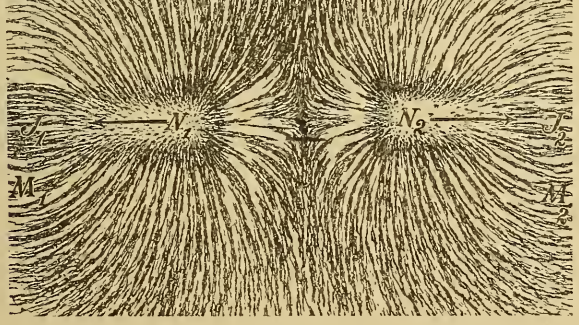


Fig. 15.

Fig. 13), daß gleichnamige Pole einander zugekehrt sind: Die Kraftlinien, welche von einem Pole N_1 des einen Stabes M_1 ausgehen, werden von den Kraftlinien, welche von dem herangebrachten gleichnamigen Pole N_2 des anderen Magneten M_2 ausgehen, zurückgedrängt; sie biegen scharf um und verlaufen in den von der Achse entfernteren Teilen des Feldes mehr und mehr einander parallel. Die Divergenz der Kraftlinien ist gegen die beim freien Stabpole (Fig. 4)

stark vermehrt. Dadurch entsteht in der Achse des Feldes bei i geradezu eine von Kraftlinien freie Stelle. Hier ist also die gesamte Kraft gleich Null, die Wirkung des einen Poles wird durch die des anderen aufgehoben; eine kurze Magnetnadel würde daher an dieser Stelle des Feldes gar keine Richtkraft erfahren, sie würde sich indifferent den benachbarten magnetisierten Massen gegenüber verhalten; man spricht daher von einem „Indifferenzpunkte".

Mitunter will man absichtlich die richtende Kraft eines Magneten an einer Stelle, wo sich eine Magnetnadel befindet, herabsetzen. Man erreicht dies wie hier durch Annähern des gleichnamigen Poles eines Hilfsmagneten, welcher die ihm entgegenlaufenden Kraftlinien auseinander drängt.

Hält man die durch Fig. 15 dargestellte Ausgestaltung des gemeinsamen Feldes mit der Tatsache zusammen, daß die beiden Magnetstäbe sich gegenseitig voneinander wegstoßen, wie die in das Kraftlinienbild eingezeichneten Pfeile andeuten, so kommt man zu der Vorstellung, daß sich die Kraftlinien quer zu ihrer Richtung voneinander wegdrängen.

Die Kraftlinien sind zunächst nur Richtungslinien; aber sie bringen einen gewissen Zustand des Mediums, welches sie durchziehen, zum Ausdruck. Wir müssen daher vermuten, daß dieser Zustand ein derartiger ist, daß Druckkräfte senkrecht zu der Richtung der Kraftlinien in dem Medium geweckt werden. Dies war der bedeutsame Schluß, den Faraday zog. Bei ihm erhielten die Kraftlinien gewissermaßen Leben; er erhob sie von geometrischen Linien zu physikalischen Gebilden. (Maxwell's grundlegende Arbeit: On physical lines of force).

Nehmen wir an, daß die magnetischen Wirkungen unterworfenen Zwischenmittel einen Druck quer zur Richtung der Magnetisierungslinien ausüben, so könnten wir umgekehrt aus dem Kraftlinienbilde (Fig. 15) sofort erkennen, daß sich die beiden Pole N_1 und N_2 gegenseitig zurückzudrängen suchen, daß sie sich „abzustoßen" scheinen.

Ältere Anschauungen legten den Sitz der Wirkung in die Pole selbst, wo man sich hypothetische Fluida, sog. magnetische Massen, vorhanden dachte. Diese sollten unvermittelt und unbekümmert um das Zwischenmedium durch sog. „Fernkräfte" aufeinander eine „Abstoßung" ausüben. Das Zwischenmedium nimmt aber einen sehr wesentlichen Anteil an der Erscheinung. Es ist der wichtigste Schritt zu den neueren Anschauungen, den Sitz der Wirkungen aus den Polen in das Wirkungsfeld zu verlegen.

Sind ungleichnamige Pole einander zugekehrt (Fig. 16), so biegen sich die Kraftlinien, welche von einem Pole N_1 des einen Stabes M_1 ausgehen, um, vereinigen sich mit den in den benachbarten Pol S_2 des anderen Magneten M_2 hineingehenden Linien und laufen in M_2 ein. Die Linien sind in dem axialen Teile des Bildes nur wenig gekrümmt, in den mehr peripherischen Teilen werden sie immer mehr hinweggedrängt und ziehen in weitem Bogen von einem Pole zum anderen. Dabei werden die Kraftlinien des ersten Poles M_1 durch den zweiten, an ihn herangebrachten M_2 außerordentlich zusammengezogen: sie zerstreuen sich in geringerem Grade und biegen viel weniger von der Achse weg, als ohne die sammelnde Wirkung des anderen Magneten (vgl. Fig. 4). Die beiden Stäbe werden ponderomotorisch aufeinander zu bewegt wie die Pfeile andeuten. Erfolgte

quer zu den Kraftlinien ein Druck, so muß längs derselben ein Zug stattfinden. Suchen sich die zwischen den Polen N_1 und S_2 ausgespannten Kraftlinien in ihrer eigenen Richtung zu verkürzen, etwa wie gespannte Gummifäden, welche mit ihren Enden an N_1 und S_2 angeheftet sind, so werden sie in der Tat die beiden Magnetstäbe aufeinander zuziehen. Die Querdrucke, welche die einzelnen Kraft-

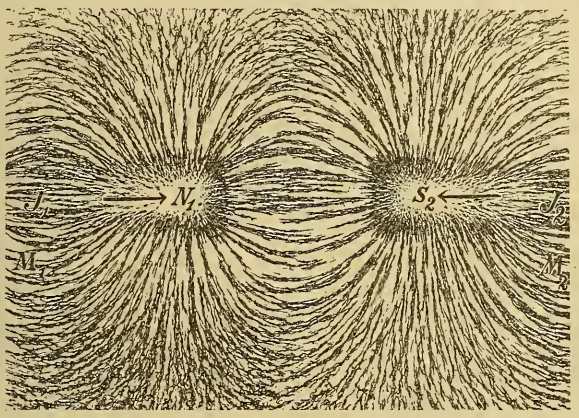


Fig. 16.

linien aufeinander ausüben, hindern dabei, daß die Linien zusammenschrumpfen und sich einfach geradlinig auf dem kürzesten Wege von N_1 nach S_2 hinüberspannen.

Die älteren Vorstellungen setzten hier einfach eine fernwirkende „Anziehung“ der mit ungleichnamigen Fluidis begabten Polzentren voraus. Faraday glaubte nicht an solche fernwirkende Zentren. Seine Beschreibung der Erscheinung durch die Kraftlinien war in der Tat eine viel vollkommenere.

Wir werden immer wieder auf die Zwangszustände im Felde, die Druckspannungen quer zu der Kraftlinienrichtung, die Zugspannungen längs derselben, hinweisen, da diese die eigentliche Grundlage für alle folgenden Betrachtungen bilden.

Dadurch, daß alle Vorgänge in das Feld verlegt werden, wird die den Fernwirkungstheorien anhaftende begriffliche Schwierigkeit gehoben, daß ein Etwas dort Wirkungen zu äußern vermögen soll, wo es gar nicht ist; die Fernwirkungen werden durch „Nahewirkungen“ ersetzt. Das Vermittelnde ist das Zwischenmedium. Alle Medien sind magnetisierbar, wie Faraday bewies. Sie alle können also die Zwangszustände des Feldes aufnehmen und weitergeben.

31. Wirkungen zweier langer Magnetstäbe quer zueinander; Kraftlinienverlauf in bipolaren Magnetfeldern. — Wir stellen zwei lange stabförmige Magnete vertikal nebeneinander. Bei diesen können wir die Wirkung von den äußersten Enden ausgehend ansehen; wir erhalten Magnetfelder, deren Struktur nur durch die beiden Pole bestimmt ist, sog. „bipolare“ Felder.

Zur Herstellung der Figuren 17 und 18 dienten zwei 50 cm lange, 1 cm dicke, gleich stark magnetisierte Stäbe, welche in einem aus Grundbrett und

Deckbrett bestehenden Holzgestelle von 50 cm Höhe in verschiedenen Entfernungen voneinander vertikal aufgestellt werden konnten, entweder so, daß beide Stäbe ungleichnamige Pole, oder so, daß sie gleichnamige Pole nach oben kehrten.

Zwischen ungleichnamigen Polen (Fig. 17) werden die von dem einen Pole *n* ausgehenden Kraftlinien von dem entgegengesetzten Pole *s* des anderen Stabes aufgesaugt, wie ein Vergleich mit der radiären Ausbreitung im unipolaren Felde Fig. 5 zeigt. Dabei werden auch die ferner liegenden Linien nach dem Südpole hin abgelenkt.

Die Anhäufung von Eisenfeilicht um *n* und *s* herum und das Auftreten von leeren Stellen daneben hat den schon in § 21 S. 17 angegebenen Grund.

Zwischen gleichnamigen Polen (Fig. 18) werden die von dem einen Pole *n* ausgehenden Kraftlinien von dem gleichen Pole *n* des anderen Stabes zurückgestoßen. Die Figur läßt deutlich

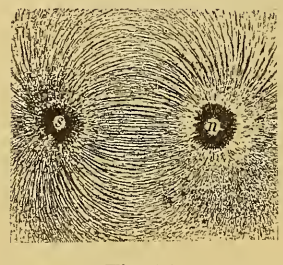


Fig. 17.

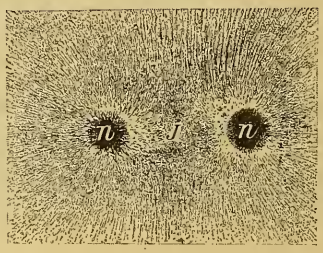


Fig. 18.

erkennen, wie diese rücktreibende Kraft das gesamte Linienbündel erfaßt; die Feilichtketten verlaufen wesentlich nach außen. Zwischen beiden Polen entsteht ein von Kraftlinien vollkommen freier Feldteil *J*, ein Indifferenzpunkt.

Da ein Zug längs der Kraftlinien besteht, so müssen sich die ungleichnamigen Pole der Fig. 17 einander zu nähern suchen. Sie scheinen sich also auch in den zu den Stabachsen senkrechten Richtungen anzuziehen. Umgekehrt muß der Druck quer zu den Kraftlinien die gleichnamigen Pole der Fig. 18 voneinander zu entfernen suchen, sie scheinen sich abzustoßen. Wir haben hier die bekannte Anziehungs- und Abstoßungsregel einzelner Pole durch Feilichtbilder illustriert vor uns.

Hierdurch werden auch die Wirkungen erklärt, welche wir in § 25 S. 21 benutzten, um den Richtungssinn der Kraftlinien festzustellen. Da ein *n*-Pol Kraftlinien aussendet, so wird er von einem *S*-Pol angezogen und wandert auf diesen zu, wenn er beweglich ist; von einem festliegenden *N*-Pole wird er dagegen in der Richtung von dessen Kraftlinien zurückgestoßen, da seine eigenen Linien gegen die des festen *N*-Poles strömen. Das Umgekehrte gilt für den *s*-Pol. Wird daher ein *n*-Pol in ein festliegendes Magnetfeld getaucht, so drücken ihn die von ihm ausgehenden Linien durch den Kraftlinienquerdruck in dem Richtungssinne der Feldkraftlinien heraus. Ein Südpol saugt sich gewissermaßen an den Kraftlinien hinein, der Zug längs der von ihm aus dem Felde aufgenommenen Kraftlinien bewegt ihn also dem Kraftliniensinne entgegen.

32. Quellpunkte und Sinkstellen im magnetischen Kraftfelde. — Wir haben schon bei der Beschreibung der Kraftlinienbilder Bezeichnungen gebraucht, welche den Erscheinungen einer strömenden Flüssigkeit entlehnt sind. So sprechen wir von einem Strömen der Kraftlinienbündel, von einem Ausfließen derselben aus dem Nordpol und dem Hinströmen zu einem Südpol und werden dieser Bezeichnungsweise entsprechend in der Tat später den wichtigen Begriff des „Kraftlinienflusses" oder kurz „Kraftflusses" genauer präzisieren. Diese Bezeichnungsweise ist ein Bild und als solches ist es immer nur von seinen Urhebern, FARADAY und MAXWELL, betrachtet worden. Wir nehmen durchaus nicht an, daß längs der Kraftlinien oder in ihnen selbst wirklich etwas fließt. Dennoch ist dieses Bild sehr treffend wie z. B. ein Blick auf die Fig. 17 lehrt. Die Kraftlinien ziehen sich genau so durch unser Feld, wie die Stromfäden einer Flüssigkeit, welche bei *n* etwa aus einem Rohre in ein Bassin eintritt und bei *s* durch ein Fallrohr wieder abgeleitet wird. Das Treibende ist bei der Flüssigkeit das Gefälle. Für das magnetische Feld existiert eine ähnliche Größe, welche den Verlauf der Kraftlinien gerade so regelt, wie das Gefälle in dem angezogenen Beispiele die Strömungslinien (das sog. magnetische Potential, welches hier der Niveauhöhe entspricht, und sein Gefälle). Den Punkt *n*, in dem Kraftlinien in das Feld aus magnetischen Massen heraustreten, nennt man einen Quellpunkt oder eine Kraftlinienquelle (source), den Punkt *s*, wo sie aus dem Felde aus- und in umgebende Massen eintreten, in denen sie sich unserer weiteren Beobachtung entziehen, eine Sinkstelle (Senke, sink). Unserer Festsetzung in § 25 gemäß haben wir den Nordpol eines jeden Magneten als Quellpunkt, jeden Südpol als Sinkstelle magnetischer Kraftlinien anzusehen.

Wir verdanken MAXWELL, der ein eifriger Angler war, diese treffenden Bezeichnungen. Sie charakterisieren die Polargegenden eines Magneten durch eine rein geometrische Eigenschaft.

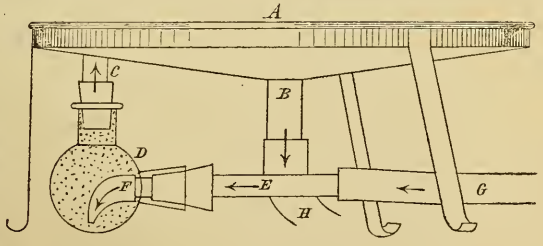


Fig. 19.

Vorrichtung zur Demonstration der Quellpunkte und der Sinkstellen eines Magnetfeldes (Fig. 19). An ein rundes flaches, mit Rand versehenes, nach unten kegelförmig vertieftes Becken *A* von ca. 40 cm Durchmesser sind unten zwei zylindrische Rohrstücke *B* (3 cm Durchmesser) und *C* (2,5 cm Durchmesser) angelötet. Das Becken wird von drei ca. 20 cm hohen Füßen aus Blechstreifen getragen. An *C* ist mit einem Stücke Gummischlauch eine Vorlage *D* befestigt, in deren zweiten horizontalen Tubulus ein weites Glasrohr *E* durch einen Kautschukstopfen eingesetzt ist; an das innere Ende von *E* ist ein nach unten gebogener und flachgedrückter (alter) Gummischlauch *F* angesetzt. Die Vorlage wird zur Hälfte mit Sägespänen gefüllt.

Läßt man durch *G*, *E* und *F* einen kräftigen Wasserstrom in die Vorlage

eintreten, so nimmt dieser die Späne (welche sich, wenn sie durchweicht sind, bei stillstehender Wasserfüllung am Boden sammeln) mit und führt sie durch C auf den Teller A. Hier kennzeichnen sie den Verlauf der einzelnen Stromfäden, welche sich um die Mündung von C herum (Quelle) gerade so verbreiten, wie die Kraftlinien um den Nordpol n (Fig. 17) und in Bögen der Sinkstelle B, wie die Kraftlinien dem Südpole s zuströmen. Hier werden sie von der Röhre B aufgenommen und durch den Schlauch H fortgeleitet.

Läßt man auf eine ebene Unterlage zwei gleichstarke Wasserströmungen dicht nebeneinander austreten, so drängen sich die Flüssigkeitsfäden voneinander weg, wie die Kraftlinien in Fig. 18.

Ganz außerordentlich schön sind die Strömungserscheinungen, welche die magnetischen Kraftlinienbilder darbieten, hydrodynamisch von H. S. Hele-Shaw nachgeahmt worden, und zwar durch eine Methode, die sich sowohl zur Projektion wie zur photographischen Fixierung der erhaltenen Bilder vortrefflich eignet.[1] Der Genannte läßt in eine flache, planparallele, durch zwei Spiegelglasscheiben geschlossene, vertikal gestellte Cuvette von unten her einen kontinuierlichen Wasserstrom eintreten. Parallel zum Eintrittsspalt desselben liegt ein Rohr mit vielen kleinen äquidistanten Löchern, durch die Luftblasen oder gefärbtes Glycerin in den Wasserstrom hineingepreßt werden. Diese Beimengungen bezeichnen den Verlauf eines ganz bestimmten Flüssigkeitsfadens und zeichnen ihn bei allen seinen Verbiegungen, Verengerungen und Erweiterungen von den Nachbarfäden aus. Wird der Wasserstrom nur an einem Punkte der Cuvette zugeleitet, an einem anderen aber abgeleitet, so erhält man Stromfäden, die genau denselben Verlauf zeigen, wie die Kraftlinien zwischen zwei ungleichnamigen Polen. Fig. 24 S. 38 gibt ein Beispiel eines in ähnlicher Weise erhaltenen solchen Strömungsbildes, vgl. w. u. § 36.

33. Das Feld zwischen zwei parallelen Stabmagneten. — Untersuchen wir das Feld zweier Magnetstäbe, welche auf horizontaler Unterlage parallel nebeneinander liegen, in einer zu beiden Stabachsen parallelen Ebene, so zeigt sich, daß auch hier die Druck- und Zugspannungen vollkommen zur Erklärung der beobachteten ponderomotorischen Wirkungen ausreichen. Legen wir z. B. zwei kreiszylindrische Stäbe auf glatter ebener Unterlage nebeneinander, so rollen sie aus geraumer Entfernung aufeinander zu, falls ungleichnamige Pole nach derselben Richtung liegen. Dieselben runden Stäbe rollen aber bei Umkehrung des einen voneinander weg.

Im ersten Falle (Fig. 20) biegen die Kraftlinien, welche von den Polen N_1 und S_1 des einen Magneten ausgehen, zu den Polen S_2 und N_2 des anderen um, vereinigen sich mit den aus diesen austretenden Linien und stellen so eine Verbindung zwischen den Stäben her, welche in der Nähe der beiden Pole fast geradlinig ist; erst außerhalb des Zwischenraumes bauchen sich die Kraftlinien infolge des Querdruckes nach außen hin aus. Das Bild zeigt, daß eine kräftige Zugwirkung beide Stäbe zueinander hintreibt. An dem Zuge nehmen nicht nur die polaren Stabenden teil, sondern auch die weiter nach der Mitte zu gelegenen Partien, wie die Kraftlinien zeigen, welche den Zwischenraum überbrücken. Nur wo die Kraftlinien den

[1] H. S. Hele-Shaw, Investigation of the nature of surface resistance of water and of stream-line motion under certain experimental conditions. Institution of naval architects 1898. In der Zeitschrift „Die Umschau", 6. Jahrg. S. 11, 1902 ist die Hele-Shaw'sche Methode beschrieben und sie selbst und ihre Ergebnisse durch schöne Abbildungen erläutert.

Indifferenzzonen J_1 und J_2 parallel verlaufen, entsteht eine von Kraftlinien freie Stelle i. Vergegenwärtigt man sich die räumliche Anordnung der Kraftlinien, so erkennt man, daß der Raum, an den Kraftlinien von vier Seiten her herandrängen, einer geraden Linie folgt,

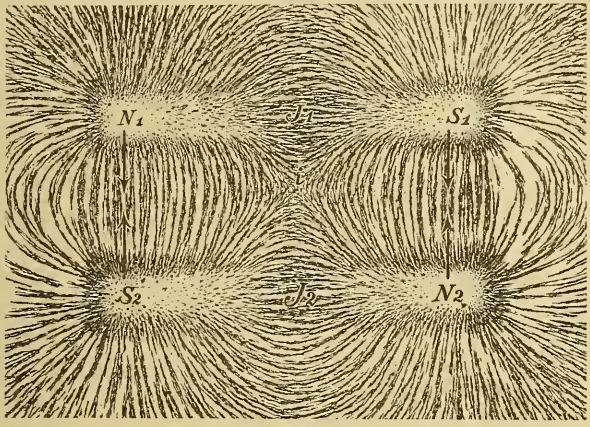


Fig. 20.

welche in dem Indifferenzpunkte i senkrecht zu der Bildebene steht.

Die Kraftlinien verlaufen zum großen Teile in dem Raume zwischen beiden Stäben; ein Vergleich mit ihrer Verteilung beim einfachen Stabe (Fig. 4) zeigt, wie sie in den Zwischenraum hinein-

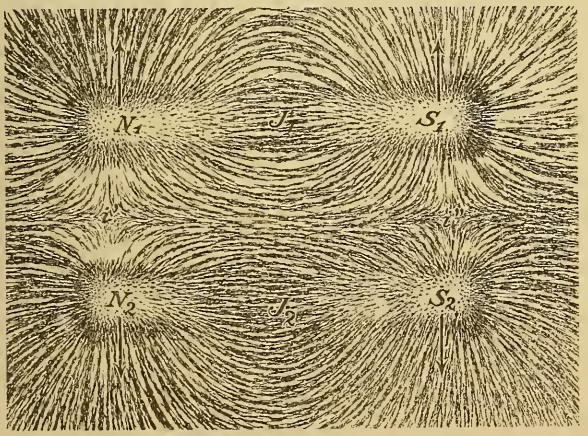


Fig. 21.

gezogen werden. Auch die auf der anderen Seite aus den Stabenden austretenden Linien biegen viel weniger steil ab und ziehen viel mehr nach der Mitte des Bildes.

Liegen dagegen gleichnamige Pole einander gegenüber (Fig. 21),

so werden die Kraftlinien, welche von den Polen N_1 und S_1 des einen Magneten ausgehen, von den Linien, welche von den Polen N_2 und S_2 des anderen Magneten kommen, zurückgestoßen. Sie drängen sich aus dem Zwischenraume heraus und verlaufen in der Mittellinie fast parallel. Zwischen je zwei Polen entstehen dadurch zwei Indifferenzpunkte i' und i'', welchen zwei geradlinige, senkrecht dazu verlaufende Indifferenzzonen im Raume entsprechen. Die Querdrucke drängen die Stäbe auseinander. Dieses Heraus- und zur Seite-Drücken verschiebt auch die weiter von dem Zwischenraume entfernt verlaufenden Linien; sie erscheinen nach oben und unten abgebogen.

34. Astasierung. — Auf der soeben betrachteten Wechselwirkung zweier paralleler Magnetstäbe beruht die sog. „Astasierung" einer Magnetnadel in einem magnetischen Felde, z. B. demjenigen der Erde. Hängen wir einen großen Magnetstab an einem ungedrillten über eine Rolle geführten Faden auf und stellen unter ihm eine Deklinationsnadel (§ 27 S. 24) so auf, daß die Indifferenzzonen beider Magnete vertikal untereinander liegen, so stellen sich beide in die Richtung des magnetischen Meridians ein, wenn der große Stab so weit hoch gezogen ist, daß sich die beiden Stabfelder nicht in die gegenseitige Wirkungssphäre kommen.

Läßt man aber den Stabmagneten herab, so verketten immer mehr Kraftlinien die ungleichnamigen Pole der beiden Magnete, zu der richtenden Kraft der Horizontalkomponente des Erdfeldes tritt die des oberen Stabfeldes, welche die umgekehrte Nadelorientierung herbeizuführen strebt. Endlich schlägt die Nadel um, die Wirkung des Erdmagnetismus ist durch die des Stabes überkompensiert. Dazwischen gibt es eine Stellung des Stabes, bei der weder das eine noch das andere eintritt und die Nadel somit gar keine bestimmte Stellung einnimmt „a-stasierung"; dann wirkt der Stab als „Astasierungsmagnet".

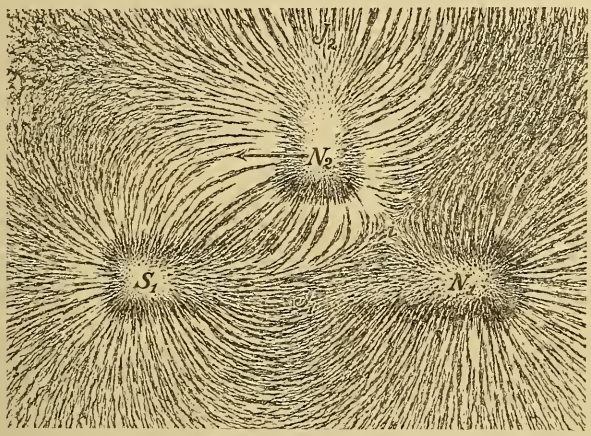
Bei vielen, einen beweglichen Magneten enthaltenden Meßinstrumenten ist oft ein teilweises oder gänzliches Freimachen der Nadel von den erdmagnetischen Wirkungen erwünscht; man legt dann in entsprechende Entfernung einen Astasierungsmagneten, oder verbindet zwei in umgekehrter Richtung liegende Magnete durch dieselbe Drehungsachse zu einem sog. „astatischen Nadelsystem".

35. Transversalwirkungen; Ablenkungen; die Hauptlagen. — Legt man zwei Magnetstäbe mit ihren Achsen senkrecht zueinander, so erhält man das Kraftlinienbild Fig. 22. Die von dem Quermagneten M_2 ausgehenden Kraftlinien laufen zu dem ungleichnamigen Pole des anderen Stabes, auf der anderen Seite werden sie von denen des gleichnamigen Poles zurückgedrängt. So entsteht hier eine Indifferenzzone i. Unter der Wirkung der Zug- und Druckspannungen wird der Stab M_2 in der Figur nach links geschoben, wie der Pfeil andeutet; links ziehen die beiderseitig angehefteten Kraftlinien, die sich zu verkürzen suchen, rechts schieben die sich gegenseitig zurückdrängenden Linien entsprechend nach.

Schiebt man also über das eine Ende des einen Stabes M_2 eine eng anschließende Hülse mit Haken, an welchem man den Stab mittels eines langen Fadens vertikal herabhängt und nähert man ihn der Indifferenzzone J_1 des horizontal liegenden anderen Stabes M_1, so wird er parallel mit sich selbst nach linkshin verschoben.

Wird M_1 in der Mitte auf eine Spitze gestellt, oder an einen Faden gehängt, so daß er sich in der Horizontalebene frei herumdrehen kann, so stellt er sich unter der Wirkung des Erdfeldes südnördlich (Ruhelage).

Nähert man nun den anderen (Hand-)Magneten M_2 von Osten oder Westen her in derselben Horizontalebene mit dem einen oder anderen Pole, so daß seine Achse immer senkrecht zur Ruhelage von M_1 steht und durch dessen Drehpunkt geht, so findet jedesmal eine bestimmte Ablenkung statt; S_1 wird gegen N_2 hingezogen Fig. 22, N_1 von N_2 weggedrückt, so daß sich M_1 rechts herum drehen wird. Diese Lage eines von Osten oder Westen her senkrecht zum magnetischen Meridian orientierten ablenkenden Magnetstabes M_2 in bezug auf einen im Meridian gelegenen M_1 nennt man die erste Hauptlage.



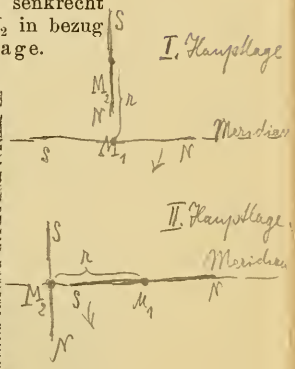


Fig. 22.

Nähert man den Stab M_2, den man immer senkrecht zum magnetischen Meridian hält, mit der einen oder anderen Lage der Pole, so daß die Richtung der Ruhelage von M_1 immer durch die Mitte von M_2 geht, so finden wiederum Ablenkungen statt. Sie sind geringer (nahe halb so groß) als vorhin bei gleichem gegenseitigen Abstande der Stabmitten; ihr Sinn ergibt sich auch hier mit Rücksicht auf die Pollagen aus dem Kraftlinienverlaufe: zweite Hauptlage.

36. Weiches Eisen im Magnetfelde; Magnetisierung durch Influenz. — Weiches Eisen vermag, in ein Magnetfeld gebracht, vermöge seiner hohen Permeabilität den Verlauf der Kraftlinien erheblich abzuändern. Wird zwischen zwei mit ungleichnamigen Polen einander gegenüberliegenden kräftigen Stabmagneten ein Feld erzeugt und in dieses ein stabförmiges Stück Eisen gebracht, so strömen die Kraftlinien zu diesem hin, Fig. 23. Liegt z. B. links vom Bilde der N-Pol (Quelle) des einen Stabes, rechts der S-Pol (Senke) des anderen, so strömen die Kraftlinien in das Eisenstück auf der linken Seite ein; hier hat sich eine Sinkstelle, d. h. eine Südpolarität ausgebildet,

rechts treten sie wieder aus dem Eisen heraus, hier ist im Felde eine sekundäre Quellregion, d. h. eine neue nordpolare Zone entstanden, von der aus die Linien der Hauptsenke, dem *S*-Pole rechts vom Bilde, zuströmen.

Man kann diesen Kraftlinienverlauf wiederum durch ein Beispiel aus den Flüssigkeitsbewegungen recht anschaulich erläutern: Ein geradliniger flacher

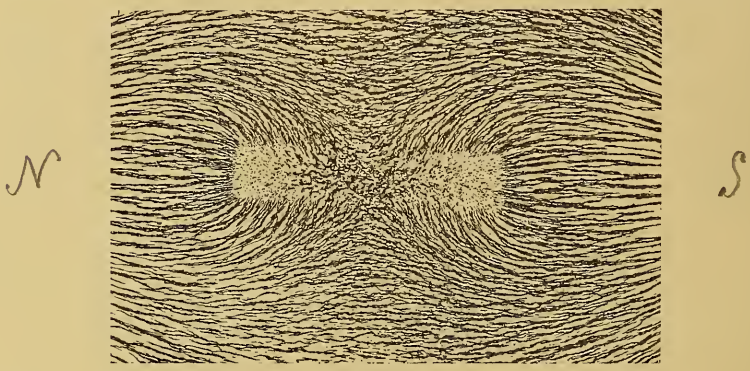


Fig. 23.

breiter Wassergraben sei so dicht mit Schilf bewachsen, daß der Strömung in dem ganzen Bette ein großer Widerstand entgegengesetzt wird. Schachtet man in der Mitte ein rechteckiges Stück aus und entfernt hier alle Hindernisse, so werden sich die Wasserfäden nach dieser Stelle größerer Permeabilität zusammenziehen, genau wie die Kraftlinien beim weichen Eisen in Fig. 23.

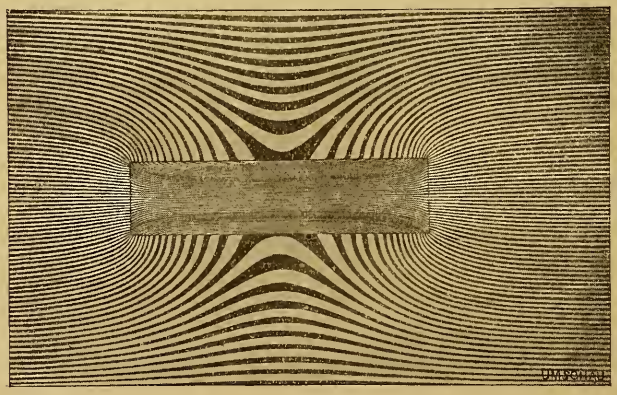


Fig. 24.

In der Tat erhielt Hele-Shaw in der in § 32 S. 34 erläuterten Weise Flüssigkeitsströmungen, die genau das Kraftlinienbild Fig. 23 nachahmen, wenn er in den die früher erwähnte Cuvette beiderseitig abschließenden Glasplatten Vertiefungen von rechteckiger Form anbrachte, so daß hier die Flüssigkeitsfäden einen größeren Querschnitt und damit einen geringeren Widerstand vorfanden. Die Fig. 24 ist dem oben S. 34 erwähnten Aufsatze in der „Umschau" entnommen.

Da sich beim weichen Eisen jedem magnetischen *N*-Pole gegenüber eine Sinkstelle, jedem *S*-Pole gegenüber aber eine Kraftlinienquelle ausbilden wird, so findet zwischen Eisen und den Polen beider Arten immer eine Kraftlinienverkettung wie zwischen ungleichnamigen Polen, also immer eine Anziehung statt.

Zum Nachweise, daß ein Eisenstück Eigenmagnetismus besitzt, ist demnach nicht die Anziehung, sondern die Abstoßung des einen oder anderen Poles einer beweglichen Magnetnadel als Kriterium heranzuziehen.

Daß Eisen immer von Magnetpolen angezogen wird, zeigt man etwa an dem in § 4 S. 4 erwähnten, an der Drehwage befestigten Eisenstabe, oder einem Eisenstabe, der nach Art einer Deklinationsnadel mittels Hütchens auf einer Nadelspitze frei beweglich aufgestellt wird. Dem oben S. 24 angegebenen Richtungssinne der erdmagnetischen Kraftlinien und der hier besprochenen Erscheinung zufolge stellt sich auch ein solcher Eisenstab in die Richtung des magnetischen Meridians ein.

Ein in irgend einem Magnetfelde befindliches Stück Eisen nimmt also immer eine bestimmte magnetische Polarität an; diese Art der Magnetisierung, die nach § 14 wieder (fast vollständig) verschwindet, wenn man das Eisenstück aus dem Felde herausnimmt, nennt man „Magnetisierung durch Influenz".

Man spricht auch von magnetischer „Induktion", doch hat man sich bei dieser Bezeichnung vor der Verwechslung mit dem im Abschnitt III zu behandelnden Erscheinungsgebiete zu hüten.

Schon ganz schwache Feldwirkungen genügen, um an Eisenmassen magnetische Polaritäten auszubilden. Wird ein dicker Stab aus weichstem, gut ausgeglühten Eisen in der Richtung der Inklinationsnadel an einem Stative befestigt, so kann man durch die Abstoßung der entsprechenden Pole einer Deklinationsnadel leicht nachweisen, daß er an seinem unteren Ende nordpolar (auf der Nordhemisphäre der Erde), an seinem oberen Ende südpolar geworden ist, entsprechend dem Einfallen der erdmagnetischen Kraftlinien von oben her (S. 26). So wird auch jede vertikal stehende Eisenmasse, eiserne Säulen, Träger, Maschinenteile, sich mehr oder weniger unten nord-, oben südpolar erweisen.

Hält man einen unmagnetischen Stahlstab in die Richtung der erdmagnetischen Kraft und schlägt mit einem Hammer einige Male auf sein oberes Ende, so kann man an seinen beiden Enden ebenfalls magnetische Pole mit der Nadel nachweisen. Statt die Teilchen des Stabes durch Aufklopfen zu erschüttern, kann man den Stab auch durch Streichen mit einem mit Kolophonium bedeckten Lappen zum Tönen bringen; ein tönender Stahlstab wird im Erdfelde durch Influenzwirkung magnetisiert (Stefan Meyer).

Dreht man einen in dieser Weise magnetisierten Stahlstab um, so behält er seine ihm einmal erteilte Polarität der in § 19 S. 14 erwähnten Eigenschaft des Stahles zufolge. Wegen des häufigen Aufgestoßenwerdens auf die Erde in nahezu vertikaler Stellung pflegen stählerne Spazierstöcke, Schirmstiele und die Schirmstäbe unten magnetische Quellstellen, oben Sinkstellen mit der Zeit dauernd anzunehmen. Sehr merkwürdig ist, daß die immer etwas Eisenverbindungen enthaltenden Tongefäße beim Brennen einen dauernden Magnetismus durch die Influenzwirkung des Erdfeldes annehmen, dergestalt, daß die magnetische Achse derselben sehr nahe die Inklinationsrichtung hat. So kann man aus dem magnetischen Verhalten alter etruskischer oder griechischer Tonvasen auf die damaligen Werte der Inklination am Fabrikationsorte schließen und auch umgekehrt aus der Lage der magnetischen Achse mit Rücksicht auf die säkulare Variation der erdmagnetischen Elemente ein Kriterium für die Echtheit und das Alter keramischer Erzeugnisse früherer Epochen gewinnen (Folgheraiter).

37. Magnetische Schirmwirkung. — Die große magnetische Leitfähigkeit des weichen Eisens können wir dazu benutzen, um einen Feldteil ganz vor dem Eindringen magnetischer Kraftlinien zu schützen, ihn „magnetisch zu schirmen“. Legt man z. B. zwischen die Pole des armierten Magneten oder eines Hufeisenmagneten einen Ring aus weichem Eisen, so geht das Feilichtbild Fig. 3 in das der Fig. 25 über. Man sieht, wie sich die aus dem *n*-Pole austretenden Kraftlinien sofort zu dem Ringe wenden und sich auch aus entfernteren Teilen des Feldes zu seiner Peripherie hinziehen, wo sie zu enden scheinen. Wir wissen, daß sie sich durch sein Inneres fortpflanzen, welches vermöge seiner größeren Permeabilität einen bequemeren Durchgang als die umgebende Luft darbietet. Auf der anderen Seite treten sie alle mit analoger Krümmung wie beim Eintritt wieder aus und ziehen dem *s*-Pole zu. Oben und unten finden sich außen am Ringe Stellen, an denen die Kraftlinien nicht mehr einlaufen, sondern dem Mantel parallel gehen; daselbst liegen also zwei Indifferenzzonen *JJ* des Ringes.

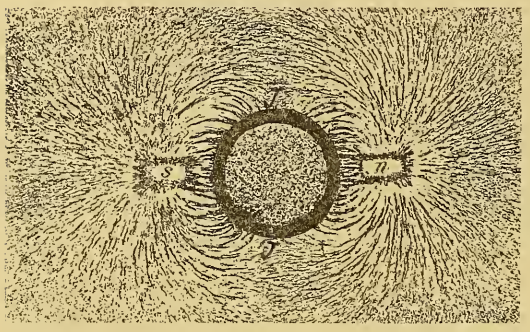


Fig. 25.

Im Inneren sehen wir die Eisenteilchen gar nicht mehr von richtenden magnetischen Kräften ergriffen; sie liegen hier vollkommen regellos durcheinander. Wiewohl dasselbe kräftigen Magnetpolen so nahe liegt, ist es doch völlig vor magnetischer Wirkung geschützt.

Um elektrische Meßinstrumente z. B. Galvanometer vor störenden magnetischen Kräften zu schützen, etwa solchen, welche von Bogenlampenkabeln oder den sog. vagabundierenden Strömen ausgehen, welche von elektrisch betriebenen Trambahnwagen in das Erdreich entsendet werden und hier einen sehr wechselnden Verlauf nach der Ausgleichsstelle hin nehmen, umgibt man sie mit einem Eisenpanzer: Panzergalvanometer. Der durch Fig. 25 dargestellte Kraftlinienverlauf spielt eine große Rolle bei dem Gramme'schen Ring des Elektromotors oder der Dynamomaschine.

Dadurch, daß eine Eisenmasse die gegen sie vordringenden Kraftlinien in sich aufnimmt und ablenkt, kann sie bewirken, daß in dem Feldraum hinter ihr die richtende Kraft teilweise oder ganz zum Verschwinden gebracht wird, daß hinter ihr ein sog. „magnetischer Schatten“ entsteht. Fig. 26: Links außerhalb des Bildrandes liegt ein kräftiger Pol; die nach rechts hin austretenden Kraftlinien gehen gegen die vertikal gestellte Eisenwand an, in der sie sich zum größten Teile nach den Randpartien hinziehen. Nur an der oberen und unteren rechten Kante treten in der Figur Kraft-

linienbündel wieder aus ihr heraus. Wenn auch hinter der Wand die richtende Kraft noch nicht völlig ausgelöscht ist, so ist ihre Stärke doch augenscheinlich viel geringer, als vor der Wand, wie die zu breiten Striemen zusammengerutschten Eisenteilchen zeigen, vgl. § 21 S. 17.

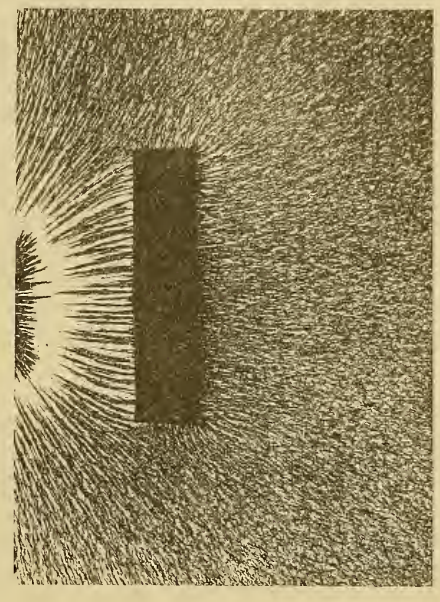


Fig. 26.

38. Begriff der magnetischen Polarisation. — Bei dem im magnetischen Felde liegenden Eisenstücke, Fig. 23, welches dabei nach § 36 zu einem Magneten wird, muß etwas ganz ähnliches wie bei der Magnetisierung eines Stahlstabes eintreten, d. h. es müssen, so lange der magnetische Zustand andauert, nach § 20 S. 15, bereits präformierte Elementarmagnete gerichtet und in gegenseitigen Kraftlinienverband im Inneren des Eisens gebracht werden. Der einzige Unterschied besteht nur darin, daß im Falle des weichen Eisens dieser Zustand der Ordnung wieder bis auf einen kleinen Rest verloren geht, wenn wir das Eisen den richtenden Feldkräften entziehen, während die Modifikation Stahl einen sehr viel größeren Teil dieser inneren magnetischen Verkettung zurückbehält (remanere). Auf dieser viel größeren „Remanenz“ des Stahles den gleichen magnetischen

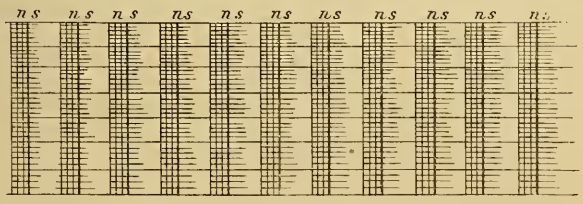


Fig. 27.

Einwirkungen gegenüber beruht es ja, daß wir uns überhaupt Dauermagnete von den oben beschriebenen Formen herstellen können.

Man muß sich also vorstellen, daß im Inneren eines gleichförmig magnetisierten Eisenstückes kleinste Magnete regelmäßig gelagert sind, etwa wie es Fig. 27, allerdings stark schematisiert, darstellt. Wir

müssen uns also den Gegensatz von Nord- und Südpol, von Quellpunkt und Sinkstelle, den wir an einem Magneten bemerken, in dessen Inneres fortgeführt denken. In der Nähe der Indifferenzzone wird der von je einem n-Pole ausgehende Kraftfluß[1] durch einen unmittelbar benachbarten s-Pol aufgenommen und im Inneren weitergeleitet; denn in dieser Zone sehen wir ja weder Kraftlinien austreten noch in das Innere des Magneten einmünden. Nur gegen die Enden hin überwiegen auf der einen Seite n-Pole, auf der anderen s-Pole, deren Kraftfluß nicht mehr im Magneten selbst verbleibt; daher treten an den Enden Kraftlinien aus und ein. Am einfachsten denken wir uns die Molekularmagnete in Ketten geordnet, deren einzelne Glieder gleichgerichtet sind und sich mit ihren n- und s-Polen aneinander hängen. Dann wird im Inneren der Kette der Kraftfluß von Molekül zu Molekül weitergegeben, nur das erste und das letzte derselben zeigt einen freien, d. h. an den Außenraum grenzenden Pol, der seine Kraftlinien in diesen aussendet, oder solche aus dem Felde in sich aufnimmt.

Die Art und Weise, wie die magnetischen Elemente eines Körpers angeordnet sind, nennt man seine „Magnetisierung“ und die bei derselben auftretende Verknüpfung der polare Verschiedenheiten aufweisenden Elemente die „Polarisation“ des Körpers.

Faraday hat gezeigt, daß alle Materialien durch magnetische Kräfte in bestimmter Weise beeinflußbar sind, wenn diese Kräfte nur genügend große sind. Wir müssen also annehmen, daß überall die Möglichkeit solcher polaren Verkettungen im Inneren der Körper vorhanden ist, daß also in ihnen allen Molekularmagnete dauernd präformiert existieren. Das Magnetisieren eines Materiales besteht demnach nur in einem Ordnen dieser magnetischen Elemente.

Da sich hiernach die aus dem Nordende eines Magneten heraustretenden, am Südende wieder einmündenden magnetischen Kraftlinien durch diesen hindurch schließen, so müssen wir als positive Richtung der magnetischen Achse eines Magneten diejenige von seinem Südpol nach seinem Nordpol hin annehmen, wie es bereits S. 22 geschehen ist.

Einfache Modelle eines Magneten kann man sich etwa in folgender Weise herstellen: Eine Reihe gleichgroßer, parallelepipedischer Klötzchen (etwa Baukastensteine) streicht man an einem Ende rot (n-Ende), am anderen blau (s-Ende) an. Sie stellen die Molekularmagnete dar. Man setzt sie zu Ketten und diese zu einer ungefähr rechteckigen Figur, dem Stabmagneten, zusammen. In der Mitte liegen die einzelnen Bausteine des Magneten mit ihren Achsen einander parallel, einer schließt sich unmittelbar an den anderen. Nach den Enden zu gestaltet man die Orientierung unregelmäßiger, doch so, daß am einen Ende hauptsächlich n-Pole, am anderen s-Pole nach außen weisen. Oder aber man befestigt auf einem rechteckigen Brette in gleichen Abständen mehrere Parallelreihen von Nähnadeln mit ihren Spitzen vertikal nach oben. Einen Stahldraht schneidet man in ebenso viele Stücke von etwas geringerer Länge als der Nadelabstand beträgt. In die Mitte eines jeden Stückes schlägt man mit dem Körner einen Körnerpunkt; dabei biegen sich die Schenkel etwas um, so daß sie mit dem Körnerpunkte auf die Nadelspitzen gesetzt, nicht

[1] Bezüglich der genaueren Definition dieses seiner großen Anschaulichkeit wegen schon hier gebrauchten Wortes vgl. § 66 im 3. Kapitel.

herunterfallen, da ihr Schwerpunkt nach unten gerückt ist. Man feilt die Stücke an einem Ende spitz zu, magnetisiert sie so, daß die spitzen Enden nordpolar, die stumpfen südpolar werden und setzt sie auf die Nadeln; sie ordnen sich unter der Wirkung eines äußeren Feldes zu Ketten und zu in sich mehr oder weniger stabilen Gruppen zusammen (J. A. Ewing); ein Ende des Systems zeigt freie n-Pole, das andere freie s-Pole. Nähert man dieses Modell eines Magnetstabes einer Deklinationsnadel in den beiden Hauptlagen (§ 35), so verhält es sich gerade wie ein wirklicher Stabmagnet. Soll dieses sehr instruktive Modell auf der Horizontalprojektionslampe § 6 S. 5 gebraucht werden, so benutzt man eine Glasplatte, in die man feine Löcher bohrt, in die man die die Stäbe tragenden Nähnadeln einkittet. An dem Modelle können eine ganze Reihe wichtiger Erscheinungen illustriert werden. Vorgreifend sei schon auf die bei der Magnetisierung, namentlich bei häufiger Ummagnetisierung aufzuwendende Arbeit, die sich zum Teil als Wärme in dem magnetisierten Materiale wiederfindet, hingewiesen. Fährt man mit einem Magneten an den Magnetchen entlang, so daß sie umgelegt werden, so bemerkt man, wie sie zunächst aus ihrem gegenseitigen Verbande herausgerissen werden, wie sie dann unter fortwährendem Hin- und Herpendeln eine neue stabile Gleichgewichtslage suchen, welche endlich erreicht wird, nachdem die Reibung die Energie der Schwingungen verwandelt hat. Bei jedem Ummagnetisieren beginnt das Spiel von neuem; es ist dazu Arbeit erforderlich, die Reibung der sich drehenden und schwingenden Elementarmagnetchen erzeugt Wärme.

Die soeben auseinandergesetzte Anschauung über das Wesen der Magnetisierung erklärt leicht, warum der magnetische Zustand eines Stahlstabes durch Erschütterungen und namentlich durch Erwärmungen beeinträchtigt, ja völlig zerstört werden kann; durch diese Einflüsse wird eben der Verband der Molekularmagnete erschüttert und gelockert. Durch Erhitzen können wir die Moleküle eines Körpers vollkommen voneinander lösen, wenn wir ihn schmelzen oder gar verdampfen. Dann muß der magnetische Zustand ganz aufgehoben werden. Lehrreich in dieser Beziehung ist der folgende Versuch: Ein Eisenreifen wird mittels Messingspeichen auf einer Spitze so getragen, daß er sich leicht auf dieser frei herumdrehen kann. Wird ein Hufeisenmagnet in seiner Nähe mit seiner Achse schräg gegen seine Peripherie gerichtet aufgestellt, so fesselt der in dem dem Magneten zunächst stehenden Stücke des Eisenreifens induzierte Magnetismus diesen Teil an den Magneten. Stellt man aber unter diesen Teil einen Brenner, der ihn erhitzt, so verliert sich in diesem dem Magneten nächsten Teile der Magnetismus und der in den weiter abstehenden Teilen induzierte, wenn auch schwächere Magnetismus überwiegt, holt diese heran, so daß nun sie in die Brennerhitze geraten usw.; auf diese Weise beginnt der Reif eine langsame rotierende Bewegung anzunehmen, die fortdauert, so lange man heizt, weil sich das Eisen auf seinem Rückwege bis zum Magneten immer wieder genügend abkühlt.

Zweites Kapitel.

Messung magnetischer Kräfte.

Wir haben im 1. Kapitel die Grunderscheinungen der magnetischen Wirkungen kennen gelernt und insbesondere gesehen, wie man sich durch den Verfolg der magnetischen Kraftlinien über die Verteilung der magnetischen Kräfte in einem Felde in bezug auf ihre Richtung und durch eine kleine, frei bewegliche Magnetnadel auch über ihren Richtungssinn orientieren kann. In der Natur ist aber alles nach Maß und Zahl geordnet; gerade in der Erkenntnis der in einem Naturgebiete herrschenden Maßbeziehungen und der strengen Nachbildung der gesetzmäßigen Beziehungen, die zwischen den einzelnen durch ihre Maßzahlen dargestellten Größen besteht, in einem analytischen Ausdrucke, einer Formel, haben wir das Hauptmerkmal der sog. „exakten" Naturwissenschaften zu erblicken; namentlich wenn wir uns eine Naturkraft zu technischen Zwecken dienstbar machen wollen, genügt es nicht sie nur nach ihrer qualitativen Erscheinungsweise zu erfassen, sondern dann ist es unumgänglich nötig auch zu ihren quantitativen Gesetzmäßigkeiten vorzudringen. Es wird sich daher hier besonders darum handeln, wie man nicht nur die Richtung und den Sinn der Kraft an jeder Stelle eines magnetischen Feldes, sondern auch die Größe derselben messen und darstellen kann. Wir wollen uns daher in diesem Kapitel der Ausmessung magnetischer Kraftfelder zuwenden.

Die Messung der magnetischen Größen ist darum noch besonders wichtig, weil auf ihnen auch diejenige der elektrischen Größen beruht; in der Tat war das von Gauss und Weber begründete „elektromagnetische" Maßsystem das erste, welches alle gemessenen Größen auf die Grundeinheiten der Mechanik einheitlich zurückzuführen gestattete, d. h. das erste sog. „absolute" Maßsystem in unserem modernen Sinne.

Naturgemäß müssen wir in diesem (wie in dem folgenden) Kapitel von einigen einfachen Rechnungsoperationen Gebrauch machen. Leser, welche zunächst nur die qualitativen Beziehungen kennen lernen wollen, können direkt zu Kapitel 4 übergehen.

39. Die Grundeinheiten; das Centimeter-Gramm-Sekunden-System. — Nichts ist für die gesamte messende Naturlehre so wichtig wie einheitliche Maßsysteme. Nach langer, schwieriger internationaler Arbeit hat man endlich solche für wissenschaftliche und technische Zwecke geschaffen, die zu allgemeiner Gültigkeit gelangt sind. Man

entlehnte die eine Grundeinheit, die der Länge, den Dimensionen, eine zweite, die Zeiteinheit der Umdrehungsdauer des Erdkörpers gegenüber der Sonne. Bezüglich der dritten zu wählenden Grundeinheit kann man verschiedener Meinung sein; man hat hier entweder eine Einheit für die Masse (absolutes Maßsystem), oder eine solche für die Kraft [Gewicht] (technisches Maßsystem) oder für die Energie (energetisches Maßsystem) neben Länge und Zeit gewählt. Zur Messung magnetischer und, wie sogleich hier schon erwähnt werden möge, elektrischer Größen reichen diese drei Einheiten noch nicht hin; man bedarf in diesen Gebieten noch einer weiteren Festsetzung über eine für die betreffende Erscheinungsgruppe charakteristische Größe, vgl. w. u. S. 53, wo über die betreffende magnetische Größe das Nähere festgesetzt werden wird.

Wir legen folgende Einheiten zugrunde:

1. Die Längeneinheit ist die möglichst getreue Kopie eines in Paris aufbewahrten Platin-Iridiummaßstabes, des Normalmeters, dessen Länge sehr nahe gleich dem zehnmillionsten Teile des durch Paris gehenden, vom Äquator bis zum Nordpole unserer Erde reichenden Meridianes ist. Der hundertste Teil dieser Einheit, das Centimeter = cm, ist die bei wissenschaftlichen Messungen zugrunde gelegte Längeneinheit.

2. Als Zeiteinheit dient der $24 \times 60 \times 60$ste oder 86400ste Teil eines „mittleren Sonnentages", die Sekunde = sek.

3. Die Masseneinheit wird durch ein gleichfalls in Paris aufbewahrtes Platin-Iridiumstück, das Normalkilogramm, dargestellt, welches an Masse sehr nahe gleich derjenigen eines Kubikdecimeters (Liters) reinen Wassers von $+ 4^0$ Celsius Temperatur ist. Der tausendste Teil dieser Einheit, das Gramm = gr wird unseren Messungen zugrunde gelegt.

Das so definierte Maßsystem heißt nach den in ihm benutzten Einheiten das Centimeter-Gramm-Sekunden-System: cm gr sek — oder C.G.S.-System.

Diese Bezeichnung ist entschieden besser und dem wahren Sachverhalte entsprechender, als die sehr anspruchsvoll klingende „absolutes Maßsystem". Denn man sieht, wie relativ und durchaus nur auf einer Konvention beruhend das ganze System ist.

Bequem ist beim Schreiben großer Zahlen die Benutzung von Zehnerpotenzen; so läßt sich die oben gegebene Definition des Längenmaßes schreiben: 1 Erdquadrant $= 10^7$ m. 1 m $= 10^2$ cm, also: 1 Erdquadrant $= 10^9$ cm, oder umgekehrt: 1 cm $= \frac{1}{10^9}$ Erdquadrant. Hierfür kann man bekanntlich auch schreiben: 1 cm $= 10^{-9}$ Erdquadrant.

40. Abgeleitete Einheiten; Dimension einer Größe. — Wie man mittels der Grundeinheiten für andere Größen neue Maßeinheiten ableiten kann, lehren schon die einfachsten Beispiele. Eine Fläche wird durch Quadratcentimeter, ein Volumen durch Kubikcentimeter gemessen. Von Flächen sagt man, sie seien in bezug auf Längenausdehnungen von zwei Dimensionen, von Räumen, daß sie drei-

dimensional sind. Wir können dies in Rechnungszeichen dadurch zum Ausdruck bringen, daß wir die Dimensionszahl als Exponenten an die Grundeinheit setzen:

$$\dim \text{Fläche} = \text{cm}^2, \qquad \dim \text{Raum} = \text{cm}^3.$$

Die Geschwindigkeit ist durch das Verhältnis des zurückgelegten, in cm zu messenden Weges zu der darauf verwendeten, in sek ausgedrückten Zeit bestimmt; also ist

$$\dim \text{Geschwindigkeit} = \text{cm/sek}.$$

Statt sek in den Nenner zu setzen, pflegt man sek mit negativer Potenz im Zähler, also

$$\dim \text{Geschwindigkeit} = \text{cm sek}^{-1}$$

zu schreiben.

Unter der Beschleunigung versteht man den Geschwindigkeitszuwachs pro sek; also ist

$$\dim \text{Beschleunigung} = \text{cm sek}^{-1}/\text{sek} = \text{cm sek}^{-2}.$$

Man gewöhne sich an das Schreiben dieser negativen Potenzen, weil durch sie die Schreibweise wie die Rechnung erleichtert wird. Durch die Dimensionen cm^2, cm^3, cm sek^{-1}, cm sek^{-2} sind die oben genannten abgeleiteten Maßgrößen vollkommen eindeutig definiert.

41. Das Kräftemaß: die Dyne. — Es hat einen fast hundertjährigen Kampf der besten Geister gekostet, bis man sich völlig einig und im klaren darüber war, in welcher Weise man eine der wichtigsten Größen der Physik, nämlich dasjenige zu messen habe, was man mit dem Worte „Kraft" bezeichnet. NEWTON zeigte, daß man sie durch das Produkt von Masse mal Beschleunigung zu messen habe (NEWTON'sches Kräftemaß).

Der Begriff der Kraft war vor allem schwierig von dem der Arbeit oder Energie zu trennen, und verschiedene Rudimente in unserer Terminologie, die mit Konsequenz ausgemerzt werden sollten, wie „Spannkraft", „lebendige Kraft", die man besser als „kinetische Energie" oder „Wucht" bezeichnet, „elektromotorische Kraft", die gar keine Kräfte im NEWTON'schen Sinne, sondern Arbeitsgrößen sind, erinnern noch an diese Zeiten verworrener Begriffsbildung. In populären Darstellungen, mitunter sogar noch in der technischen Literatur macht sich diese Unklarheit auch in unserer Zeit gelegentlich wieder breit. Kräfte, die nicht durch Masse und Beschleunigung definiert sind, kennt der Physiker nicht, sie gehören nicht in sein Arbeitsgebiet.

Da für die beiden Faktoren der Kraft die Einheiten bereits festgelegt sind, so ergibt sich die Einheit für diese unmittelbar; es ist

$$\dim \text{Kraft} = \text{cm gr sek}^{-2}.$$

Als Einheit hat man diejenige Kraft anzusehen, welche der Masse eines Grammes die Beschleunigung 1 (cm pro sek^2) erteilt.

Die Einheitskraft hat man 1 Dyne genannt (vom griechischen Worte $\delta\acute{\upsilon}\nu\alpha\mu\iota\varsigma$ = Kraft). Da die Schwerkraft im mittleren Europa jeder Masse und also auch der Masse 1 die Beschleunigung 981 cm sek^{-2} erteilt, so ist ihre Wirkung 981 mal so groß als die der Krafteinheit, d. h. die Schwerkraft hat die Stärke von 981 Dyne.

Der Druck, den 1 gr auf seine Unterlage ausübt, entspricht also auch der Wirkung von 981, oder rund 1000 Dyne. Die geringe Druckkraft eines

Milligramms kann uns daher angenähert eine Vorstellung von der hier festgelegten Krafteinheit von 1 Dyne geben. Dieselbe ist augenscheinlich sehr klein; 1 kgr entspricht bereits 981 000 Dynen; man hat daher 1 Million = 1 000 000 = 10^6 Dyne zu einer „Großdyne" oder Megadyne d. h. zu einer neuen, größeren Krafteinheit zusammengefaßt, so daß 1 kgr = 0,981 M. Dyne ist.

42. Messung magnetischer Kräfte in Dynen mittels der Wage. — Die Messung magnetischer Kräfte in absolutem Maße wird sich am einfachsten gestalten, wenn man sie mit der Schwerkraft vergleicht, deren Beziehung zur Dyne man aus der Fallbeschleunigung am Beobachtungsorte kennt. Dazu dient die Wage. Man verwendet etwa eine sog. hydrostatische, möglichst eisenfreie Wage, an deren kürzere Wagschale man eine Messinghülse mit Druckschraube hängt, in der man die zur Messung dienenden Magnetstäbe befestigt. Man tariert einen Stab *M* aus und legt unter den unteren Pol desselben (des „Hängestabes") horizontal auf den Tisch einen anderen *A* (den „Liegestab") Fig. 28 so, daß sein ungleichnamiger, mittels des Feilichtbildes aufgesuchter Pol (vgl. § 21 S. 17) gerade in der Stabachse des Hängestabes liegt. Die Wechselwirkung der beiden Stäbe kann man dann bei nicht zu geringer Länge der Stäbe von den „Polpunkten" ausgehend annehmen. Bei gleichmäßig magnetisierten Stäben, bei denen der Kraftlinienverlauf um beide Stabhälften herum vollkommen symmetrisch gestaltet ist, werden diese Wirkungen für beide Pole gleich groß sein.

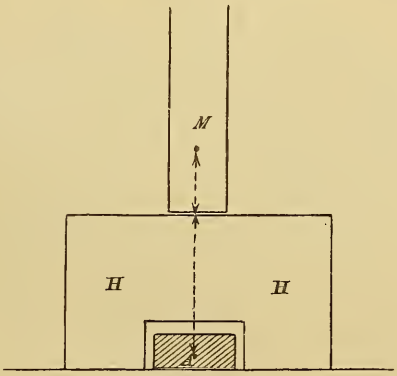


Fig. 28.

Zwischen beide Stäbe legt man einen unten mit einer Rinne versehenen Holzklotz *H* von solcher Höhe, daß die wenn nötig etwas erhöht aufgestellte Wage gerade einspielt, wenn *M* infolge der Anziehung bis auf den Klotz herabgezogen ist; dadurch wird immer ein ganz bestimmter Abstand zwischen den Polen innegehalten. Legt man auf die andere Wagschale so viele Gewichte, bis die anziehende Wirkung zwischen den ungleichnamigen Polen der Stäbe gerade überwunden wird, so ist durch die mit 981 multiplizierte Grammzahl die Stärke der Wechselwirkung der beiden Pole in Dyne gegeben in der betreffenden Entfernung und für die gegebene gegenseitige Lage der Stäbe.

Eine andere für derartige Messungen sehr zweckmäßige Anordnung, eine sog. „Polwage" hat E. Grimsehl (Ber. Deutsch. Phys. Ges. **1**, 317, 1903 oder Zeitschrift f. physikal. u. chem. Unterricht **16**, 335, 1903) angegeben; bei dieser werden die Kräfte durch Aufsetzen und Verschieben von Drahtreitern bestimmt, deren Gewichte direkt nach Dynen abgeglichen sind.

Solche Messungen seien mit zwei Stabpaaren, den beiden Hängestäben *M* und *N* und den beiden Liegestäben *A* und *B* ausgeführt.

Die Wechselwirkung zwischen den Polen dieser Stäbe werde mit (M, A) bezeichnet, wenn ein Pol von M auf einen der beiden vertikal unter ihm liegenden Pole von A wirkt, und ähnlich seien die Symbole (M, B), (N, A) und (N, B) verstanden. Man stelle durch vier Messungen diese Wechselwirkung bei denselben Polabständen fest.

Zur Erläuterung sei hier ein vollkommen durchgeführtes Beispiel eines solchen Messungssatzes mitgeteilt. Bei demselben wurden vier kräftige Magnetstäbe aus gut gehärtetem Wolframstahl vom spezifischen Gewichte 7,96 verwendet und zwar zwei prismatische Stäbe A und B und zwei Rundstäbe M und N. Die Dimensionen (in cm) dieser Stäbe sind aus der folgenden kleinen Tabelle zu ersehen:

	A	B	M	N
Länge l:	79,9	79,9	80,0	80,0
Breite b:	2,50	2,48		
Höhe h:	1,59	1,59		
Durchmesser ϱ:			2,53	2,51

Mit Hilfe des S. 17 angegebenen Verfahrens war die Lage der Pole aufgesucht worden; dieselben befanden sich bei A und B in einer Entfernung von 6,6 cm von den Enden, so daß der Polabstand $a = 66{,}7$ cm betrug; dies ist genau $5/6\, l$, wie es nach S. 17 für einen gleichförmig magnetisierten gestreckten Magnetstab erfahrungsgemäß der Fall ist. Die Rundstäbe M und N waren nicht so gleichförmig magnetisiert, so daß für M der Polabstand 66,2, für N sogar nur 60,0 betrug.

M und N wurden als Hängestäbe, A und B als Liegestäbe verwendet.

Durch Zwischenlegen von Holzklötzchen von verschiedener Dicke wurde die Entfernung, aus der die ungleichnamigen Pole aufeinander wirkten, nach Art der Fig. 28 immer auf 9,1 cm gebracht.

Die folgenden Gewichte in gr überwanden gerade die gegenseitige Anziehung der entsprechenden ungleichnamigen Pole (nach jeder Messung dreht man die beiden Stäbe um und wiederholt die Wägung mit den anderen Polpaaren, um äußere störende Einflüsse zu eliminieren; aus den beiden gefundenen Gewichten nimmt man das Mittel; die hier mitgeteilten Zahlen sind bereits diese Mittelwerte):

$$(M, A) = 52{,}5\,g \qquad L = 1{,}02 \qquad (M, B) = 53{,}5\,g$$
$$H = 0{,}965 \qquad\qquad\qquad H = 0{,}965$$
$$(N, A) = 50{,}7\,g \qquad L = 1{,}02 \qquad (N, B) = 51{,}6\,g$$

Bezüglich der Größen L und H vgl. den folgenden Paragraphen.

Weil später von Wichtigkeit, wurde auch $(M, N) = 53{,}8$ bestimmt. Die Wägungen sind etwa bis auf 0,5 gr, also bis auf 1 Prozent genau.

43. Begriff der Polstärke. — Betrachtet man das vorstehende Zahlenbeispiel für einen derartigen Messungssatz für zwei Stabpaare, so bemerkt man leicht folgende für die Formulierung des Grundgesetzes magnetischer Wechselwirkung wichtige Beziehung: Hängestab M gibt mit dem Liegestab A die anziehende Kraft (M, A). Ersetzen wir den Liegestab A durch einen anderen B, so ist die Kraft eine andere (M, B). Ist diese, wie im vorliegenden Beispiele, größer als vorher, so werden wir sagen der neu in die Wechselwirkung eintretende Pol von B sei stärker als der entsprechende Pol von A; wäre die Kraft (M, B) kleiner als (M, A), so werden wir die Schuld wiederum dem ausgewechselten Liegestabe B zuschreiben; wir bilden das Verhältnis $(M, B)/(M, A) = L$. Ersetzen wir jetzt aber den Hängestab M durch einen anderen N und schieben wieder A unter,

so wird auch jetzt eine andere Kraft (N, A) resultieren; wäre sie doppelt so groß als (M, A), so würden wir sagen, daß, da der Stab N doppelt so stark auf denselben Stab A (unter gleichen Bedingungen) wirkt wie M, dieser Stab N doppelt so stark sei wie M; in unserem Beispiele ist N offenbar schwächer als M. Wir setzen das Verhältnis $(N, A) / (M, A) = H$. Ersetzen wir nun auch A wieder durch B, so wird $(N, B) / (N, A) = L$ und $(N, B) / (M, B) = H$ sein. Jeder Stabpol bringt also in die Wechselwirkung eine Größe hinein, die ihm selbst eigentümlich ist. Wir werden sie seine „Polstärke" nennen. Denken wir sie in irgend einem Maße gemessen und bezeichnen wir jetzt mit M, N, A und B direkt die Maßzahlen der entsprechenden Polstärken, so haben wir die Wechselwirkung proportional dem Produkte der beiden ins Spiel tretenden Polstärken zu setzen; in der Tat ist ja:

$$\frac{M \cdot B}{M \cdot A} = L, \quad \frac{N \cdot A}{M \cdot A} = H, \quad \frac{N \cdot B}{N \cdot A} = L, \quad \frac{N \cdot B}{M \cdot B} = H,$$

so daß $B / A = L$ als das Verhältnis der Polstärken der beiden Liegestäbe, $N / M = H$ als das der beiden Hängestäbe erscheint.

44. Abnahme der magnetischen Wirkung eines Poles mit der Entfernung. — Wir fühlen, daß die Wirkung, welche zwei Magnetstäbe aufeinander ausüben, geringer wird, wenn wir eine dickere Zwischenschicht eines wenig permeablen Mittels dazwischen bringen, wenn wir z. B. in Luft die aufeinander wirkenden Pole weiter voneinander entfernen. Heben wir bei dem in § 42 beschriebenen Versuche die Wage höher in die Höhe, so können wir die Abnahme der Kraft nach Dynen messend verfolgen. Wäre es möglich einen einzelnen Pol herzustellen, von dem aus die Kraftlinien nach allen Seiten radiär ausgingen, so müßte dessen Kraft sich mit dem Quadrate der Entfernung vermindern, da sich dieselbe Anzahl von Kraftlinien auf immer größere Kugeloberflächen verbreitet, die wie die Quadrate ihrer Halbmesser zunehmen. Also vermindert sich die auf einer bestimmten Fläche, z. B. der Flächeneinheit, anlangende Kraftlinienzahl umgekehrt mit dem Quadrate der Entfernung.

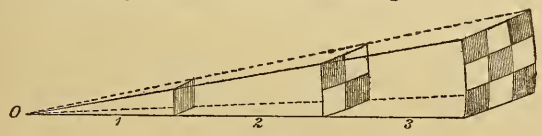


Fig. 29.

Wir sahen oben in § 21 S. 17, daß bei sehr langen, dünnen Stäben der Fall geradliniger Ausbreitung magnetischer Wirkungen von einem Punkte aus sehr nahe realisiert werden kann. Pflanzt sich diese Wirkung von Stelle zu Stelle kontinuierlich durch das umgebende Medium fort, so ist aus rein geometrischen Gründen ersichtlich (Fig. 29), daß einer Stelle in der Entfernung von r cm nur $1/r^2$ der Wirkung zugeführt wird wie einer um 1 cm von dem Ursprungsorte O aus entfernten Stelle. Dies ist mit jedem von einem Punkte aus sich gleichförmig nach allen Seiten hin verbreitenden Agens der Fall,

z. B. dem Licht, dem Schall, der strahlenden Wärme, vorausgesetzt, daß das vermittelnde Zwischenmedium nicht absorbierend auf das Agens wirkt.

Für die einander zugekehrten ungleichnamigen Pole der Hänge- und Liegestäbe, welche im vorigen Paragraphen benutzt wurden, war $1/r^2 = 1/(9{,}1)^2$; für den Abstand der oberen Pole der Hängestäbe von den darunterliegenden Polen der Liegestäbe war dieser Ausdruck $1/(75{,}3)^2$ für M bzw. $1/(69{,}1)^2$ für N, also 64 bzw. 58 mal kleiner, so daß die Wirkungen der entfernteren Pole aufeinander in der Tat in erster Annäherung wenigstens vernachlässigt werden konnten.

45. Das Coulomb'sche Gesetz. — Die drei im vorstehenden näher erläuterten Einzelerkenntnisse, daß 1. die Wirkung eines Magnetstabes von seinen zwei Polen ausgehend gedacht werden kann, 2. die Wechselwirkung zweier Magnetpole dem Produkte ihrer Polstärken proportional zu setzen ist, und 3. diese Wirkung umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der Pole voneinander abnimmt, finden ihren zusammenfassenden Ausdruck in dem Coulomb'schen Gesetze. Sind m_1 und m_2 die Maßzahlen der in irgend einem Maße gemessenen Stärken zweier Magnetpole, ist r ihre in cm gemessene Entfernung und sind die beiden anderen Pole der Magnetstäbe so weit entfernt, daß ihre Mitbeteiligung an der Wechselwirkung vernachlässigt werden kann, so ist

die Kraft, mit der m_1 und m_2 anziehend oder abstoßend aufeinander wirken, proportional dem Ausdrucke $m_1 \cdot m_2/r^2$ zu setzen.

Wir haben den Gedankengang, der zu dieser Formel führt, etwas eingehender dargestellt, weil das Coulomb'sche Gesetz die erste in Rechnungszeichen eingekleidete Maßbeziehung ist, auf die wir stoßen. Coulomb selbst kam (1785) durch wesentlich andere Betrachtungen auf dieses Grundgesetz der magnetischen Wechselwirkung und zwar durch einen Analogieschluß, indem er von dem Wechselwirkungsgesetze elektrisch geladener Teilchen, das er zuerst festgestellt hatte, ausging. Nichts kann dem in die Wissenschaft Eintretenden mehr empfohlen werden, als das Studium der Originalarbeiten, welche an epochemachenden Wendepunkten in der Entwickelung der exakten Wissenschaften stehen; denn hier werden meist die dem Anfänger entgegentretenden begrifflichen Schwierigkeiten mit einer viel größeren Gründlichkeit erörtert, als dies in den Lehrbücherdarstellungen möglich ist; auch wird beim Verfolgen der Schwierigkeiten, die oft selbst die besten Geister hatten, eine scheinbar sehr einfache Erkenntnis aus der Fülle der Einzelerscheinungen herauszulösen, der Selbsttäuschung vorgebeugt, als sei mit dem Auswendiglernen einer Formel auch das volle Verständnis der ganzen Tragweite der durch dieselbe zum Ausdruck gebrachten Gesetzmäßigkeit verbunden. Das Studium der Originale wird durch die Sammlung derselben in „Ostwald's Klassikern der exakten Wissenschaften" (Leipzig, Verlag von W. Engelmann) wesentlich erleichtert, wo sie in guten deutschen Übersetzungen, durch treffliche Anmerkungen erläutert, in sehr handlicher Form dargeboten werden. Die vier Abhandlungen Coulomb's (Nr. 13 der „Klassiker") über die Elektrizität und den Magnetismus, von W. König bearbeitet, beginnen mit der Beschreibung des berühmt gewordenen Instrumentes, welches sich Coulomb für seine Messungen selbst geschaffen hatte. Er benutzte nicht eine gewöhnliche Wage, wie wir es hier, nur um das Prinzip zu erläutern, getan haben, sondern eine sog. „Drehwage". Coulomb selbst hatte vorher durch eingehende Messungen gezeigt, daß ein am oberen Ende befestigter, am unteren Ende ein Gewicht tragender, aus seiner Gleichgewichtslage durch Drehung des unteren Endes um die Drahtachse gedrillter Draht in seine Gleichgewichtslage mit einer Kraft zurückstrebt, die umgekehrt proportional seiner Länge

und direkt proportional der vierten Potenz seiner Dicke ist. Nehmen wir also statt eines Drahtes einen halb so dicken Draht desselben Materiales von gleicher Länge, so hat die rücktreibende Kraft des gedrillten Drahtes nur noch den 16. Teil ihrer Größe als wie beim ersten Drahte. Da sich außerdem zeigte, daß die Kraft einfach proportional dem Drehungswinkel selbst ist und unabhängig von der Größe des angehängten Gewichtes, so ließ sich bei Verwendung langer und sehr dünner Metalldrähte ein sehr exaktes und höchst empfindliches Meßinstrument konstruieren. Bei demselben wird die Drehung eines an dem Aufhängedrahte befestigten Hebels an einer auf dem vor Luftzug schützenden Glaszylinder befestigten Skala beobachtet, während zugleich der Aufhängepunkt des Drahtes gedreht, und damit der Draht um meßbare Beträge gedrillt werden kann. Die erwähnte Maßbeziehung wurde zuerst für elektrische Ladungen festgestellt; hier konnte der Begriff der Menge, der demjenigen der Polstärke auf magnetischem Gebiete analog ist, leichter gewonnen werden, weil elektrische Ladungen, die auf isolierten Körpern angesammelt sind, sich anderen Körpern direkt mitteilen und so auch unterteilen lassen, und weil aus ihren Wirkungen als gleich erkannte positive und negative Ladungen, auf denselben Körper übertragen, sich vollkommen neutralisieren. Hier ist das Maß der Elektrizitätsmenge viel unmittelbarer zu gewinnen und Coulomb stellte fest, daß

> die Kraft, mit der die in irgend einem Maße gemessenen Elektrizitätsmengen q_1 und q_2 aus der Entfernung r anziehend oder abstoßend aufeinander wirken, proportional dem Ausdrucke $q_1 \cdot q_2 / r^2$ zu setzen ist.

46. Die magnetische Permeabilität. — Das Coulomb'sche Gesetz, wie es im vorigen Paragraphen formuliert wurde, zeigt noch eine Unvollkommenheit, die davon herrührt, daß die Wirkung des Zwischenmittels in ihm noch nicht berücksichtigt wurde. Und doch zeigten schon einfache Versuche wie die in § 15 S. 11 und § 36 S. 37 beschriebenen, daß es bei der Vermittelung der magnetischen Wirkung von Stelle zu Stelle durchaus nicht gleichgültig ist, ob sich zwischen den aufeinander wirkenden Körpern Luft oder etwa weiches Eisen befindet. Insbesondere zeigte der Versuch § 37 S. 40 über die magnetische Schirmwirkung, wie stark die Wirkung auf einen Feldpunkt bereits durch eine teilweise Umhüllung der betreffenden Stelle durch einen Zylinder aus weichem Eisen herabgesetzt wird. Wie viel mehr müßte die Wirkung eines magnetischen Feldes abgeschwächt werden, wenn wir die betreffende Stelle ganz mit Eisen umhüllen würden; die große magnetische Leitfähigkeit des Feldmediums würde den größten Teil der magnetischen Kraftlinien um die betreffende Stelle herumleiten. Wenn auch das Eisen in magnetischer Hinsicht eine Sonderstelle einnimmt, so wurde doch schon in § 2 S. 4 darauf hingewiesen, daß alle Medien den magnetischen Kräften in besonderer Weise unterworfen sind, was später noch näher zu begründen und zu erläutern sein wird. Es läge nun nahe irgend ein Medium, etwa das Wasser oder die Luft als Vergleichsmedium zu wählen und auf diese die magnetische Durchlässigkeit der anderen Substanzen zu beziehen. Man hat aber im vorliegenden Falle von der Erscheinung Gebrauch gemacht, daß magnetische Wirkungen auch dann noch vermittelt werden, wenn man alle Materie im gewöhnlichen Sinne zwischen den Magnetpolen wegnimmt. Das möglichst hohe Vakuum stellt offenbar einen Grenz-

zustand der Raumerfüllung dar, der durch die Erfüllung mit den verschiedensten Materien in einer für diese charakteristischen Weise modifiziert wird. Denkt man sich also die Glasumhüllung einer COULOMB'schen Drehwage vollkommen gasdicht hergestellt und nun den Innenraum derselben möglichst weit ausgepumpt und auch von Quecksilber- und Glasdämpfen befreit, so kann man sehr wohl die Kraft, welche jetzt zwei Magnetpole m_1 und m_2 in der Entfernung r aufeinander ausüben, als die Normalkraft ansehen. Läßt man ein Gas oder eine Flüssigkeit in die Drehwage eintreten, so bemerkt man, daß dieselben Pole in derselben gegenseitigen Entfernung eine andere Kraft aufeinander ausüben. Würde man z. B. den unteren Teil der Drehwage mit einer Eisenchloridlösung anfüllen, so würde die Wirkung herabgehen. Freilich ist die Änderung im allgemeinen nur gering und würde bei den meisten Medien mit den bisher erwähnten Meßmethoden kaum nachzuweisen sein; nur weiches Eisen hat einen enormen Einfluß in dem Sinne, daß eine Eisenumhüllung den einen Pol vor der Wirkung des anderen fast vollkommen schützen würde. Es unterliegt aber keinem Zweifel, daß wir, um die Wechselwirkung zweier Pole vollkommen zum Ausdruck zu bringen, in das Grundgesetz derselben noch eine Größe mit aufnehmen müssen, welche der Mitbeteiligung des Zwischenmittels Rechnung trägt.

Diese Größe ist die sog. magnetische Permeabilität μ, die man für das Vakuum willkürlich gleich 1 setzt, die aber für Eisen Werte von mehreren Tausend erreichen kann; für Luft, die Gase überhaupt und die meisten anderen Körper außer den dem Eisen nahe stehenden, den sog. ferromagnetischen Metallen, ist μ ebenfalls nur wenig von 1 verschieden.

Die hier gegebenen Betrachtungen sollen zunächst nur dazu dienen, den Begriff der Permeabilität μ zu erläutern; später in der Lehre vom magnetischen Kreise soll gezeigt werden, wie diese Größe genau gemessen werden kann.

Die oben erwähnten Versuche mit Eisenhüllen, wenn auch nur zum Teil geschlossenen, deuten darauf hin, wie man diese Größe μ in das Wechselwirkungsgesetz einzuführen habe. Bezeichnet man die Kraft zwischen den Magnetpolen m_1 und m_2 mit f_{12}, so ist

$$f_{12} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

zu setzen. Die Formel bringt das vollkommene COULOMB'sche Gesetz für magnetische Wirkungen zum Ausdruck.

Auch bei der elektrischen Wechselwirkung ist es nicht gleichgültig, welches Medium sich zwischen den elektrisch geladenen Teilchen befindet, welches „Dielektrikum", wie man sich ausdrückt, eingeschaltet ist. Auch hier hat man das Vakuum zum Vergleich herangezogen und bezieht auf dieses die Wirkung der verschiedenen Substanzen, denen man dann verschiedene „Dielektrizitätskonstanten" ε zuschreibt, so daß die zwischen den Ladungen q_1 und q_2 wirkende Kraft k_{12} zu setzen ist:

$$k_{12} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1')$$

47. Dimension der Polstärke. — Da man nach § 41 jede Kraft durch cm, gr und sek, d. h. in absoluten Einheiten, in Dynen messen kann, so ermöglicht uns die Beziehung (1) auch die neu eingeführte Größe der Polstärke auf die Grundeinheiten zurückzuführen, freilich wie man sieht nur dann, wenn man über die Dimensionierung der Größe μ eine bestimmte Festsetzung trifft.

Es zeigt sich hier, was bereits in § 39 erwähnt wurde, daß sich das absolute System nur auf das magnetische Gebiet erstrecken läßt, wenn man noch eine für dieses charakteristische Größe, z. B. die Permeabilität μ, festlegt, was nur auf Grund einer willkürlichen Vereinbarung möglich ist. Tut man dies, so hat man ein ganz bestimmtes Maßsystem. Würde man eine andere Festsetzung treffen, so würde man ein anderes System erhalten. Man muß demnach auf unserem Gebiete (wie übrigens auch auf dem elektrischer Kräfte) von vornherein darauf gefaßt sein, mehrere Maßsysteme als nebeneinander bestehend anzutreffen.

Am einfachsten und wohl auch am natürlichsten ist es die Größe μ als eine reine Verhältniszahl aufzufassen, die nur angibt, wieviel mal sich die Wechselwirkung zweier Pole vervielfachen würde, wenn man das vorhandene Feldmedium wegnehmen und durch das Vakuum ersetzen würde. Dies bringt man zum Ausdrucke, wenn man sagt, die Größe μ sei dimensionslos, d. h. sie ändert nichts an der Dimensionierung der anderen in der Gleichung (1) in Beziehung tretenden Größen.

Nachdem man dies festgesetzt hat, kann man die Dimension der Polstärke leicht angeben, wenn man beachtet, daß nach (1) $m_1 \cdot m_2 = \mu \cdot r^2 \cdot f_{12}$, oder bei gleichstarken Polen $m = m_1 = m_2$, $m^2 = \mu \cdot r^2 \cdot f_{12}$, und $\dim r = \text{cm}$, $\dim f_{12} = \text{cm gr sek}^{-2}$ ist; die $\dim m^2$ muß danach sein: cm^2 cm gr sek^{-2} oder cm^3 gr sek^{-2}. Um die dim von m selbst zu haben, hat man die Quadratwurzel zu ziehen oder was auf dasselbe hinausläuft die Exponenten der Potenzen durch 2 zu dividieren; es ist also

$$\dim m = \text{cm}^{3/2}\ \text{gr}^{1/2}\ \text{sek}^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Da, wie ein Vergleich der Formel (1′) mit (1) zeigt, das Wechselwirkungsgesetz für elektrische Kräfte vollkommen demjenigen für magnetische Wirkungen analog ist, würde man auf ganz dieselbe Dimensionierung auch für die Elektrizitätsmenge q gelangen, wenn man auch die Dielektrizitätskonstante ε dimensionslos voraussetzt. Dies tut man tatsächlich in dem sog. elektrostatischen Maßsystem, so daß

$$\dim q \text{ (im elektrostatischen Maßsystem)} = \text{cm}^{3/2}\ \text{gr}^{1/2}\ \text{sek}^{-1}$$

ist. Diese Festsetzung dürfen wir aber nicht mehr in das von uns angenommene Maßsystem aufnehmen. Es läßt sich zeigen, daß die Geschwindigkeit, mit der sich elektromagnetische Wellenzüge oder auch das Licht in einem Medium verbreiten, von den beiden Materialkonstanten μ und ε gleichzeitig abhängt und zwar derart, daß

$$V = \frac{1}{\sqrt{\mu\,\varepsilon}}$$

ist. Im Vakuum (im intrastellaren Weltraume) z. B. ist $V = 3.10^{10}$ cm sek^{-1}. Nun haben wir μ dimensionslos angenommen, also muß in unserem Maßsysteme, da $\mu\,\varepsilon = 1/V^2$ ist, ε die Dimension eines reziproken Geschwindigkeitsquadrates

haben. Wir können in unserem Maße aber ebensogut auch elektrische Größen messen, wie wir magnetische Größen, die Polstärken in ihm gemessen haben, nur werden die einzelnen Größen andere Dimensionen annehmen, als in dem elektrostatischen System, in dem ε dimensionslos vorausgesetzt wird. Man nennt es zum Unterschiede von diesem das „elektromagnetische Maßsystem". Es ist also

$$\dim \varepsilon \text{ (im elektromagnetischen Maßsystem)} = \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sek}^2.$$

Danach berechnet sich aus (1′)

$$\dim q^2 = \varepsilon\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sek}^2 \cdot r^2\ \mathrm{cm}^2 \cdot k_{12}\ \mathrm{cm\ gr\ sek}^{-2}$$

oder

$$\dim q \text{ (im elektromagnetischen Maßsystem)} = \mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}.$$

Man sieht also, daß die Elektrizitätsmenge in beiden Maßsystemen sich unterscheidet um einen Faktor:

$$\frac{\dim q \text{ (elektrostatisch)}}{\dim q \text{ (elektromagnetisch)}} = \frac{\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}}{\mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}} = \mathrm{cm\ sek}^{-1} = \dim V$$

von der Dimension einer Geschwindigkeit; da das Bezugsmedium in beiden das Vakuum ist, so hat dieser Faktor V die Größe 3.10^{10} cm sek^{-1}, d. h. die Größe der Lichtgeschwindigkeit.

48. Einheit der Polstärke; Messung von Polstärken; Vorzeichen derselben; der Einheitspol. — Nachdem im Vorangehenden das Maßsystem festgestellt worden ist, in welchem die Polstärken gemessen werden sollen, kann man nun auch die Einheit derselben definieren: Ein Pol hat eine Polstärke gleich 1, wenn er auf einen gleichen Pol in der Entfernung von 1 cm im Vakuum die Kraft von 1 Dyne ausübt: Einheitspol.

Ein solcher Pol würde der Masse von 1 gr, wenn sie Träger des anderen Poles wäre, die Beschleunigung 1 erteilen, d. h. 981 mal schwächer als die erdanziehende Kraft auf diese Masse wirken. Mittels dünner Stricknadeln, welche man durch Streichen magnetisiert, kann man sich angenähert solche Einheitspole wirklich herstellen.

Ein Pol von der Stärke m wirkt in der Einheit der Entfernung auf den Einheitspol mit der Kraft von m Dynen, in der Entfernung r mit der Kraft von m/r^2 Dynen (im Vakuum und sehr nahe auch in Luft) ein.

Um Polstärken in der soeben festgesetzten Einheit zu messen, kann man wie in § 43 angegeben verfahren. Man bestimmt mittels der Wage die Wechselwirkung zweier Magnetpole m_1 und m_2 in Dynen; kennt man die Lage der Pole, so kann man auch ihre Entfernung r messen, und da die Permeabilität μ des Mediums bei einer in Luft ausgeführten Messung nach § 46 S. 52 nur sehr wenig von der Einheit abweicht, ergibt sich aus f_{12}, r, $\mu = 1$ nach Formel (1) das Produkt $m_1 \cdot m_2$. Nun ersetzt man den Stab von den Polstärken m_2 durch einen dritten mit den Polstärken m_3, und erhält ebenso wie vorher $m_1 \cdot m_3$. Endlich bringt man m_2 und m_3 in Wechselwirkung, wodurch man $m_2 \cdot m_3$ erhält. Dann ist

$$m_1 = \sqrt{\frac{m_1 \cdot m_2 \times m_1 \cdot m_3}{m_2 \cdot m_3}}.$$

So war für die oben in § 42 benutzten Stäbe die Wechselwirkung in Dynen ausgedrückt:

$$(M, A) = 51500 \quad (M, B) = 525000$$
$$(N, A) = 49700 \quad (N, B) = 506000$$
$$(M, N) = 52800.$$

(Alle Zahlen sind mit Rechenschieber gerechnet, der drei geltende Ziffern gibt.)

Da die Wirkung aus 9,1 cm Entfernung erfolgte vgl. oben S. 48, so sind die Produkte der Polstärken

$$M \cdot A = 51500 \cdot (9{,}1)^2 \qquad M \cdot B = 52500 \cdot (9{,}1)^2$$
$$N \cdot A = 49700 \cdot (9{,}1)^2 \qquad N \cdot B = 50600 \cdot (9{,}1)^2$$
$$M \cdot N = 52800 \cdot (9{,}1)^2.$$

Aus

$$A = \sqrt{\frac{M \cdot A \times N \cdot A}{M \cdot N}}$$

ergibt sich $A = 2000$ absolute Polstärkeeinheiten. Hieraus und aus dem Werte von $M \cdot A$ wird $M = 2130$, mit Hilfe von $M \cdot B$ ferner $B = 2040$ und endlich aus $N \cdot A$ oder $N \cdot B$ wird $N = 2050$ gefunden.

Um die Gegensätzlichkeit der beiden gleichstarken Pole eines Magnetstabes zum Ausdruck zu bringen, benutzt man Vorzeichen vor der die Polstärke angebenden Maßzahl. Positive und negative Zahlen sind einander entgegengesetzt wie die Kraftlinien aussendenden und Kraftlinien aufnehmenden oder die nach Norden und die nach Süden weisenden Pole. Man ist übereingekommen, den den geographischen Norden suchenden Polen die positiv gemessenen Polstärken zuzuweisen, den Südpolen die negativen.

Da + mal + ebenso wie — mal — einen positiven Wert gibt, gleichnamige Pole sich aber abstoßen, da ferner + mal — ebenso wie — mal + einen negativen Wert gibt, ungleichnamige Pole sich aber anziehen, so gibt unsere Grundformel (1) in § 46 zugleich den Sinn der Kraft, wenn wir abstoßende Kräfte (welche die Entfernung zu vergrößern streben) als positiv, anziehende dagegen (welche die Entfernung zu verkleinern streben) als negativ bezeichnen; man kann also das vollständige Coulomb'sche Gesetz schließlich folgendermaßen schreiben:

$$f_{12} = \pm \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r_{12}^2} \quad \ldots (1'') \qquad f \begin{cases} + : \text{Abstoßung;} \\ - : \text{Anziehung;} \end{cases} \qquad m \begin{cases} + : \text{Nordol (Quelle)} \\ - : \text{Südpol (Senke).} \end{cases}$$

Den „Einheitspol" denkt man sich immer als Nordpol, d. h. also als Pol von der Stärke + 1.

Leider besteht in bezug auf die Bezeichnungsweise der verschiedenen in unserem Gebiete durch ihre Maßzahlen darzustellenden Größen keine Einheitlichkeit. Die Deutsche physikalische Gesellschaft, deren Leitung ihren Sitz in Berlin hat, betraute vor einigen Jahren einen wissenschaftlichen Ausschuß mit der Aufgabe Vorschläge für einheitliche Bezeichnungen, Benennungen, Definitionen und Regeln in der Physik auszuarbeiten, die dann in den Berichten dieser Gesellschaft im Jahre 1903 S. 68 erschienen sind. Im folgenden sind die Bezeichnungen im möglichsten Anschlusse an diese Vorschläge gewählt. Freilich stimmen diese Bezeichnungen nicht immer mit den in der Elektrotechnik üblichen überein (vgl. z. B. das große Handbuch der Elektrotechnik, herausgegeben von C. Heinke, I, S. XIII, 1902). Um dem Leser die Übersicht möglichst zu erleichtern, finden sich am Schlusse des Buches die wichtigsten Bezeichnungen

und Formeln in der Reihenfolge noch einmal zusammengestellt, in der sie erläutert bzw. abgeleitet worden sind, alle Größen zudem mit ihrer Dimensionierung im elektromagnetischen Maßsysteme angegeben.

Es ist nicht unwichtig einmal die Größe magnetischer Kräfte mit derjenigen der allgemeinen Massenanziehung oder der Gravitation schätzungsweise zu vergleichen. Schon ohne besondere Messung erkennt man die Tatsache, daß die magnetischen Kräfte den Wirkungen, welche nach NEWTON alle Substanzen vermöge ihrer Masse aufeinander ausüben, weit überlegen sind. Zwei Magnetstäbe, welche sich aneinander fest hängen und ihre gesamten Gewichte mit Leichtigkeit durch den Kraftlinienschluß tragen, wirken, wenn sie unmagnetisch sind, nur ganz unmerklich aufeinander ein. Wir müssen sehr feine Hilfsmittel in Anwendung bringen (z. B. Drehwagen an Quarzfäden), um nachzuweisen, daß überhaupt schon Stahl auf Stahl an sich anziehend wirkt.

Daß uns dennoch gerade diese Anziehungskräfte der allgemeinen Gravitation im täglichen Leben so oft in der Form großer Gewichte augenfällig werden, liegt daran, daß die eine der an der Wirkung beteiligten Massen den gesamten Planeten umfaßt. In der Größe der wirkenden Massen liegt auch der Grund, daß die an sich im Vergleiche zu anderen Kräften verschwindend kleine Gravitationskraft imstande ist, die Gestirne aneinander zu ketten.

49. Die Feldstärke. — Von besonderer Wichtigkeit ist es die magnetische Kraft an irgendeiner Stelle des Kraftfeldes messen zu können. Dazu kann der in § 48 definierte Einheitspol dienen. Denken wir uns in das Feld dort, wo wir die Stärke der Wirkung kennen lernen wollen, einen Pol von der Stärke + 1 gebracht, so wird derselbe in der Richtung der Kraftlinien einen Bewegungsantrieb erfahren, vgl. § 25 S. 21. Durch den Pol wird freilich der ganze Kraftlinienverlauf eine kleine Änderung erleiden, doch wird das Feld im weiteren Umkreise nur unmerklich geändert. Der Stab, der den Einheitspol an einem Ende trägt, sei sehr lang, so daß der andere Pol — 1 genügend weit von der betrachteten Stelle entfernt liegt. Dann gibt der in Dynen zu messende Antrieb ein Maß für die an der betreffenden Stelle des Feldes herrschende Kraft. Auf einen Pol von der Stärke m wird eine m mal so starke bewegende Kraft in demselben Felde ausgeübt als auf einen Pol von der Stärke + 1. Man kann daher die Stärke innerhalb magnetischer Felder eindeutig bestimmen, wenn man dieselbe durch die folgende Festsetzung auf die absoluten Maßeinheiten zurückführt:

Man nennt die in Dynen gemessene bewegende Kraft, welche der in das Feld gebrachte Einheitspol von der Stärke + 1 erfährt, die Stärke des Feldes, die Feldkraft oder die Feldintensität an der betreffenden Stelle.

Wir bezeichnen sie übereinstimmend mit MAXWELL durch $\mathfrak{H}$. Für einen Pol von der Stärke m ist diese Kraft dann

$$f = m \cdot \mathfrak{H} \text{ Dyne} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

und da hiernach $\mathfrak{H} = f/m$ ist, so erhalten wir für die Dimension der neuen Größe:

$$\dim \mathfrak{H} = \frac{\text{cm gr sek}^{-2}}{\text{cm}^{3/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-1}} = \text{cm}^{-1/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad (3')$$

Die Einheit der Feldstärke herrscht also dort, wo auf den Pol + 1 die Kraft einer Dyne, auf einen Pol von der Stärke m eine

Kraft von m Dynen ausgeübt wird. Diese Einheit nennt man nach demjenigen Forscher, der zuerst solche Feldstärken in absoluten Einheiten zu messen lehrte: 1 GAUSS.

Man kann leicht einfache Vorrichtungen herstellen, welche dadurch die Feldstärke zu messen gestatten, daß sie den Zug, welchen ein Pol von bestimmter Stärke in einem Felde erfährt, angeben. Eine derartige Anordnung, welche weniger Anspruch auf Genauigkeit macht, aber den Vorteil hat, das Wesen der soeben definierten Größe recht deutlich hervortreten zu lassen, stellt Fig. 30 dar. Ein Bündel möglichst kräftig magnetisierter Stricknadeln NS wird oben und unten durch je eine einfache Messinghülse $H_1 H_2$ mit umgebogenem Rande zusammengehalten. Das Bündel ist durch ein Messingrohr RR geschoben, in dem es mit möglichst geringer Reibung gleitet. Die Ränder von RR sind ebenfalls nach außen umgelegt, und zwischen ihnen und den Rändern der Hülsen H_1 H_2 sind Federn F_1 F_2 festgelötet, welche das Magnetnadelbündel tragen. Auf RR ist eine etwas kürzere Hülse rr aufgeschoben, welche auf RR mit Reibung gleitet. Beide sind auf einer Seite aufgeschlitzt, so daß man eine auf der Mitte des Nadelbündels angebrachte Marke von außen her sehen kann. Hat man mittels der in § 48 beschriebenen Wägemethode die Polstärke des ganzen Nadelbündels bestimmt, so kann man leicht bei Anhängen entsprechender Gewichte die Verschiebungen des Bündels bestimmen, welche bestimmten Feldkräften entsprechen würden; ist die Polstärke z. B. gleich 650 Einheiten gefunden worden, so würde der Verschiebung, welche ein angehängtes Grammstück herbeiführt, nach Formel (3) eine Feldkraft von 981/650 = 1,51 Feldstärkeeinheiten entsprechen. Man bringt in der Mitte von rr einen Nullstrich an, stellt diesen bei vertikal gehaltener Röhre RR auf die Marke auf dem Magnetbündel ein und legt auf rr eine nach oben und unten gehende Skala an, deren Striche Deformationen der Federn F_1 F_2 anzeigen, die bestimmten Feldstärken entsprechen. Will man mit dem so geeichten Instrumente die Intensität eines gegebenen Magnetfeldes, etwa diejenige eines Hufeisenmagnetmagazins an einer bestimmten Stelle messen, so stellt man zunächst mit der Probenadel § 26 Fig. 9 S. 23 die Richtung der Kraftlinien angenähert fest, bringt das Magnetbündel NS außerhalb des Feldes in eine der Kraftlinienrichtung an der betreffenden Stelle parallele Richtung, verschiebt die Hülse rr so lange, bis der Nullstrich auf die Marke zeigt (dadurch wird der Einfluß der die Federn ebenfalls deformierenden Schwere des Nadelbündels wenigstens einigermaßen eliminiert), und bringt nun einen der beiden Pole an den Feldpunkt, in dem die Stärke gemessen werden soll, und zwar so, daß die Achse von NS die Richtung der Tangente an die Kraftlinienkurve in dem betreffenden Punkte einnimmt; der Zug, der sich hier bei festgehaltener Röhre RR an dem in das Feld eingetauchten Pole geltend macht, und dessen Größe durch die Skala auf rr angegeben wird, entspricht der Feldstärke an dem Feldpunkte. Vorausgesetzt freilich ist dabei, daß die Nadeln NS so lang sind im Vergleich zur Feldausdehnung, daß man die Wirkung auf den entfernteren Pol vernachlässigen kann. Starke, auf kleine Raumgebiete beschränkte Felder kann man in dieser Weise immerhin ganz gut durchmessen.

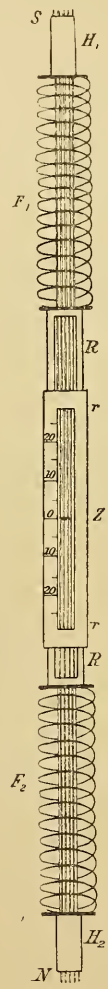


Fig. 30.

50. Der Vektorcharakter der Feldstärke; das magnetische Kraftfeld als „Vektorenfeld". — An den Wirkungen, welche ein

beweglicher Pol in einem Magnetfelde erfährt, fallen drei einzelne Momente auf:

1) Eine bestimmte Richtung. Dieselbe wird in jedem Punkte durch die Richtung der durch denselben verlaufenden Kraftlinie bezeichnet. Zu ihrer Bestimmung benutzen wir die Tangente, welche man sich an die Kraftlinienkurve gelegt denken kann oder einfach das Kurvenstück, auf welchem der Punkt selbst liegt und das so kurz gedacht wird, daß es als geradlinig betrachtet werden kann.

2) Ein bestimmter Sinn. Völlig gleichgerichtete Kraftlinienstücke an derselben Stelle des Raumes können sich dennoch voneinander unterscheiden. Bei den einen wandert ein +-Pol in einem, bei den anderen im entgegengesetzten Sinne. Den Kraftlinien ist also etwas eigentümlich, was die beiden einem Punkte unmittelbar benachbarten Kurvenstücke in eine ganz bestimmte Reihenfolge bringt. Wir setzten in § 25 S. 22 fest, daß jede Kraftlinie in dem Richtungssinne verlaufend gedacht werden sollte, in welchem ein Nordpol längs ihres Verlaufes bewegt wird.

3) Eine bestimmte Stärke. Wir sahen schon früher, daß die Wirkung in den entfernteren Teilen des Feldes eine geringere ist als in den den Polen nächsten. Wir haben jetzt ein Mittel kennen gelernt, hierüber genauere quantitative Vergleiche anzustellen; die Wirkungen sind an den verschiedenen Stellen desselben Feldes auch ihrer Intensität nach voneinander verschieden.

Solche mit Richtung, Sinn und Intensität begabte Größen nennt man „Vektoren"; geometrisch sind sie durch eine Strecke von bestimmter Maßzahl darstellbar, welche von einem Punkte aus in einer bestimmten Richtung gezogen wird. Die magnetische Kraft ist also eine Vektorgröße.

Die einfachste Vektorgröße ist die Überführung von einem Punkte nach einem anderen um eine bestimmte Wegstrecke in bestimmter Richtung; daher auch der Name (vehere = fahren). Ein Vektor ist ferner die Geschwindigkeit, die Beschleunigung. Solche Vektoren spielen in der ganzen Physik eine große Rolle. Wir werden später sehen, daß auch Drehbewegungen um Achsen unter die Kategorie der Vektorgrößen fallen.

Eine unmittelbare Folge des Vektorcharakters der Feldkraft ist die, daß sich zwei in dieselbe Richtung fallende Feldintensitäten addieren, in entgegengesetzte Richtungen fallende voneinander subtrahieren, und daß wir sie ganz allgemein in Komponenten zerlegen können, indem wir die sie darstellende Strecke auf die Richtung, für die wir die Komponente erhalten wollen, projizieren.

Wir werden z. B. weiter unten finden, daß das Feld der erdmagnetischen Kraft bei uns (in Mitteleuropa) etwa 0,5 Einheiten Intensität besitzt. Der Nordpol + 1 wird also mit der Kraft einer halben Dyne schräg nach unten (in der Richtung der Inklinationsnadel), der Südpol mit derselben Kraft schräg nach oben gezogen. Ist also $\mathfrak{H}$ diese (totale) Intensität, so fällt in die Richtung der Horizontalen die Teilkraft

$$\mathfrak{h} = \mathfrak{H} \cdot \cos i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wo i der Inklinationswinkel am Beobachtungsorte ist; $\mathfrak{H}$ ist die erdmagnetische Horizontalintensität.

Vektoren pflegt man durch gotische Buchstaben zu bezeichnen.

Denken wir uns die Feldkraft an jeder Stelle des Feldes durch eine Vektorstrecke nach Richtung, Sinn und Größe dargestellt, so ist der ganze Feldraum von lauter solchen Vektoren erfüllt, welche das Kraftfeld vollkommen nach seinen drei Bestimmungsstücken darstellen; das magnetische Kraftfeld kann demnach als ein Vektorenfeld gedacht werden.

Von einem Pole $+ m$ eines langen Stabmagneten gehen die Kraftlinien radiär nach allen Seiten hin aus; die Vektoren strahlen geradlinig von dem Pole aus und verkürzen sich allmählich umgekehrt proportional mit dem Quadrate der Entfernung; denn in diesem unipolaren Kraftfelde ist die Feldstärke an jeder Stelle nach (1″) gegeben durch den Ausdruck

$$+ \frac{m}{r^2} \text{ Dyne}.$$

In der Umgebung des Poles $- m$ haben die Vektoren dieselbe Anordnung, nur zeigen sie alle nach dem Pole hin, da hier die Wirkung auf den $+ 1$ Pol die umgekehrte Richtung hat.

Kraftfelder, bei denen die Kraftlinien unter sich parallel verlaufen und die Feldstärke an jeder Stelle denselben Wert hat, nennt man „homogene Felder".

So ist das Feld zwischen den Polen N und S Fig. 6 S. 18 eines Hufeisenmagneten nahezu homogen; unter der „Feldrichtung" versteht man hier die gemeinsame Richtung der unter sich parallelen Kraftlinien, also nach § 25 S. 22 die Richtung $N \longrightarrow S$. Das Feld der Erde ist ferner nach § 27 S. 24 innerhalb eines nicht allzu weiten Bereiches als Feld mit gleichgerichtetem Kraftlinienverlaufe zu betrachten, und da sich zeigt, daß die Feldstärke (im ungestörten Felde) auch über größere Gebiete hin nahezu die gleiche ist, folglich auch als „homogenes Kraftfeld" innerhalb dieser Gebiete.

51. Darstellung der Feldstärke durch die Kraftlinienzahl. — Durch die magnetischen Kraftlinien wird an jeder Stelle die Richtung der Kraft angegeben; bringen wir einen Nordpol an die betreffende Stelle, so erfahren wir den Richtungssinn derselben. Um nun auch das dritte Bestimmungsstück, die Größe der Kraft, durch die Kraftlinien darstellen zu können, treffen wir folgende Festsetzung:

Von den unendlich vielen, wirklich existierenden Kraftlinien sollen an jeder Stelle des Feldes nur gerade so viele pro cm^2 einer zur Kraftlinienrichtung senkrecht stehenden ebenen Fläche hervorgehoben werden, als die Feldstärke daselbst absolute Einheiten besitzt.

Dann können wir auch umgekehrt sagen:

Wo eine Kraftlinie auf den cm^2 entfällt, da herrscht die Feldintensität 1, wo wir $\mathfrak{H}$ Kraftlinien senkrecht durch die Flächeneinheit stoßen sehen, herrscht die Feldintensität $\mathfrak{H}$ $cm^{-1/2} gr^{1/2} sek^{-1}$. $= \mathfrak{H}$ Gauß.

So gehen z. B. von dem Pole eines dünnen Stabmagneten in Wirklichkeit unendlich viele Kraftlinien nach allen Seiten hin geradlinig aus. Wir tun aber gut, in unserer Vorstellung nur an einer begrenzten Anzahl festzuhalten. Wir wollen berechnen, wieviele Kraftlinien von dem Pole, der die Stärke von m

absoluten Polstärkeeinheiten haben möge, ausgehend gedacht werden müssen, um mit obiger Festsetzung im Einklang zu bleiben.

Nach dem Coulomb'schen Gesetze wirkt dieser Pol in der Entfernung r auf einen Pol von der Stärke $+1$ mit der Kraft m / r^2. In der Entfernung r hat also das von dem Pole herrührende Feld die Stärke

$$\mathfrak{H} = \frac{m}{r^2}.$$

Diese Feldintensität $\mathfrak{H}$ herrscht gleichmäßig auf einer Kugel von dem Halbmesser r, also der Oberfläche $4\pi r^2$. Überall, wo die Feldstärke $\mathfrak{H}$ vorhanden ist, haben wir uns je $\mathfrak{H}$ einzelne Kraftlinien durch den Quadratcentimeter gehend zu denken. Die genannte Kugeloberfläche wird also im ganzen von $\mathfrak{H} \times 4\pi r^2$ oder $4\pi m$ Kraftlinien durchsetzt. Da keine anderen Magnetpole unserer Voraussetzung gemäß mitwirken, so können auf dem Wege vom Pole bis zur betrachteten Kugeloberfläche keine Kraftlinien verloren gegangen noch hinzugekommen sein; wir müssen also sagen:

Von einem Pole von der Stärke m $\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$ müssen $4\pi m$ Kraftlinien ausgehen.

Diese Zahl nennt man die „Ergiebigkeit" der Quelle $+m$. Ebenso würden nach dem Südpole von der Stärke $-m$ im ganzen $4\pi m$ Linien konvergierend gedacht werden; dies ist dann der „Konsum" der Senke $-m$.

52. Die magnetische Induktion. — Die soeben getroffene Festsetzung über das, was man unter der Zahl der Kraftlinien an einer Stelle des Feldes zu verstehen habe, ermöglicht es, das Verhalten des weichen Eisens in einem magnetischen Felde, wie es durch die Fig. 23 dargestellt wird, genauer zu präzisieren. Dieses Verhalten bestand im wesentlichen darin, daß der Kraftlinienstrom dort, wo das Eisenstück sich befand, verdichtet wurde. Gingen $\mathfrak{H}$ Kraftlinien durch die betreffende Stelle des Magnetfeldes, ehe das Eisen an dieselbe gebracht wurde, erfuhr der Einheitspol daselbst also einen Antrieb von $\mathfrak{H}$ Dynen, so werden wir aus dem gesamten, durch Fig. 23 veranschaulichten Kraftlinienverlaufe schließen, daß jetzt viel mehr Kraftlinien im Eisen selbst durch die Querschnittseinheit hindurchgehen. Um sie zu messen müßten wir uns einen ganz flachen, scheibenförmigen Hohlraum quer zum Kraftlinienverlaufe in dem Eisen ausgespart denken, in diesen den Einheitspol hineinbringen und nun die Kraft in Dynen messen, welche mitten im Eisen auf denselben ausgeübt wird. Wir werden später in der Lehre von der Magnetoinduktion ein viel bequemeres Mittel kennen lernen um die gesamte Kraftlinienzahl, welche durch einen eisenerfüllten Querschnitt hindurchgeht, tatsächlich zu messen. Hier genüge zunächst die Hindeutung, daß die Kraftlinienzahl $\mathfrak{H}$ geändert wird, wenn man an Stelle des Vakuums, unseres Bezugsmediums, ein anderes Feldmedium setzt. Man nennt die gesamte Kraftlinienzahl, welche in einem solchen Medium durch die Querschnittseinheit hindurchgeht, die „magnetische Induktion" und bezeichnet sie mit $\mathfrak{B}$.

Die magnetische Induktion $\mathfrak{B}$ bietet ein bequemes Hilfsmittel, um die magnetische Permeabilität ziffernmäßig auszudrücken. Da $\mathfrak{B}$ die Gesamtzahl von Kraftlinien darstellt, welche die Querschnittseinheit eines in einem Magnetfelde befindlichen Körpers durchsetzt, so gibt das Verhältnis

$$\mu = \mathfrak{B} / \mathfrak{H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

ein Maß dafür, wie stark der Körper die Kraftlinien des Feldes $\mathfrak{H}$ zu sich herangezogen und in sich verdichtet hat.[x] Diese Wirkung des Körpers führten wir aber (§ 36 S. 38) auf seine größere Permeabilität zurück. Wir messen diese daher durch das Verhältnis der wirklichen Gesamtzahl $\mathfrak{B}$ der Kraftlinien zu der durch die Flächeneinheit gehenden Linienzahl $\mathfrak{H}$, wie sie auftreten würde, wenn die Substanz nicht in dem Felde vorhanden wäre.

Da wir nach § 47 S. 53 μ als dimensionslos vorausgesetzt haben, so muß $\mathfrak{B}$ von derselben Dimension wie $\mathfrak{H}$ sein, d. h. es ist:

$$\dim \mathfrak{B} = \mathrm{cm}^{-1/2}\mathrm{gr}^{1/2}\mathrm{sek}^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5')$$

Die magnetische Induktion ist wie die Feldkraft $\mathfrak{H}$ selbst ein Vektor; im allgemeinen sind $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$ gleichgerichtet.

53. Das bipolare Magnetfeld. — Wir hatten uns bisher die Magnetstäbe immer so lang gedacht, daß für die Wechselwirkung nur ein Pol in Betracht zu ziehen war. Diese vereinfachende Annahme wollen wir jetzt fallen lassen und die Feldkraft auch in der weiteren Umgebung eines Magnetstabes untersuchen, für welche dann die gleichzeitige Wirkung seiner beiden Pole maßgebend ist. Der Stab habe die Polstärken $+ m$ und $- m$; der Polabstand betrage a cm (nahezu $^5/_6$ der Stablänge l) und in r cm von der Stabmitte denken wir uns den Einheitspol $+ 1$ in das Stabfeld gebracht. Wir wollen hier zunächst nur zwei einfache Fälle betrachten.

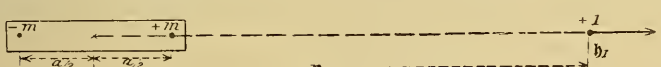


Fig. 31.

a) Feldkraft in der Achsenrichtung Fig. 31. Die Wirkung setzt sich aus zwei, in entgegengesetzte Richtungen fallenden Kräften zusammen, die man einzeln nach dem Coulomb'schen Gesetze berechnen kann; es ist

$$\mathfrak{h}_I = \frac{+ m}{(r - a/2)^2} + \frac{- m}{(r + a/2)^2} = \frac{m(r^2 + r\,a + a^2/4) - m(r^2 - r\,a + a^2/4)}{(r^2 - a^2/4)^2}$$

$$= \frac{2\,m\,a \cdot r}{(r^2 - a^2/4)^2} \,.$$

Ist die Achsenentfernung des Feldpunktes, auf den wir unsere Aufmerksamkeit richten, des „Aufpunktes" (nach L. Boltzmann) groß, so kann man $a^2/4$ neben r^2 vernachlässigen und erhält:

$$\mathfrak{h}_I = 2\,\frac{m\,a}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6\,a)$$

b) Feldkraft in der Äquatorialrichtung Fig. 32. Die resultierende Feldkraft $\mathfrak{h}_{II}$ wird in diesem zweiten Falle als Diagonale

[x] Bei paramagnetischen Körpern ist $\mathfrak{B} > \mathfrak{H}$, also $\mu > 1$
" diamagnetischen Körpern ist $\mathfrak{B} < \mathfrak{H}$, " $\mu < 1$.
μ für Fe bis 3500, für Bi = 0,99982 ~ 1.

in einem Rhombus erhalten, dessen Seiten von der abstoßenden Kraft des Poles $+m$ und der ebensogroßen anziehenden des Poles $-m$ gebildet werden. Aus der Ähnlichkeit des großen gleichschenkligen

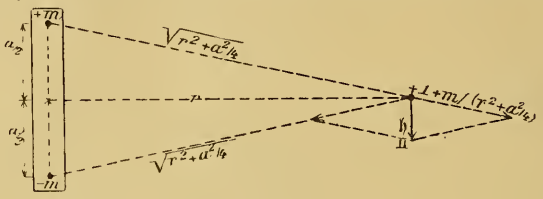


Fig. 32.

Dreiecks links mit der Basis a und des kleineren rechts mit der Basis $\mathfrak{h}_{II}$ folgt:

$$\mathfrak{h}_{II} : \frac{+m}{(r^2 + a^2/4)} = a : \sqrt{r^2 + a^2/4}$$

oder

$$\mathfrak{h}_{II} = \frac{+m}{(r^2 + a^2/4)} \cdot \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2/4}}, \quad \text{d. h.} \quad \mathfrak{h}_{II} = \frac{m\,a}{(r^2 + a^2/4)^{3/2}}.$$

Wird wiederum r^2 groß gegenüber $a^2/4$ angenommen, so ist

$$\mathfrak{h}_{II} = \frac{m\,a}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6\,b)$$

Man sieht, daß in beiden Fällen im bipolaren Felde die Wirkung rascher mit dem Abstande von der Magnetmitte abnimmt als im unipolaren, nämlich umgekehrt proportional mit der dritten Potenz des Abstandes.

Dies hängt damit zusammen, daß die Wirkung des einen Poles zum Teil wenigstens durch die des anderen aufgehoben wird. In großer Ferne oder, wenn beide Pole sehr nahe zusammenrücken, schon in geringerem Abstande wird daher die Wirkung des Stabes unmerklich klein; die beiden entgegengesetzten Polaritäten binden sich gegenseitig. Arbeitet man daher mit kurzen Stäben, so kann man sie einander verhältnismäßig nahe bringen, ohne Störungen des einen durch den anderen befürchten zu müssen. Dies ist für magnetische Observatorien sehr wichtig, in denen die verschiedensten Instrumente oft auf kleinen Raum zusammengedrängt nebeneinander arbeiten müssen. Die kurzen Stäbe haben daher die langen der alten Magnetometer aus diesen allmählich verdrängt. Für Richtungen zwischen der axialen und äquatorialen Richtung hat die Feldkraft einen ganz ähnlichen Ausdruck.

Vernachlässigt man den Polabstand a nicht gegenüber der Entfernung r, so ist die Wirkung genauer:

$$\mathfrak{h}_I = 2\,\frac{m\,a}{r^3} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{4}\,\frac{a^2}{r^2}\right)^2} \qquad \mathfrak{h}_{II} = \frac{m\,a}{r^3} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{4}\,\frac{a^2}{r^2}\right)^{3/2}},$$

was man, da a^2/r^2 jedenfalls klein ist, nach dem binomischen Lehrsatz entwickelt, auch so schreiben kann:

$$\mathfrak{h}_I = 2\,\frac{m\,a}{r^3}\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{a^2}{r^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (6'\text{a}) \qquad \mathfrak{h}_{II} = \frac{m\,a}{r^3}\left(1 - \frac{3}{8}\,\frac{a^2}{r^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (6'\text{b})$$

54. Das magnetische Moment und die Magnetisierungsintensität. — Betrachtet man die Formeln 6a und 6b, welche die Wirkungen eines Magnetstabes von der Polstärke m und dem Polabstande a zum Ausdruck bringen, so fällt auf, daß diese Größen beide Male in der Verbindung ma vorkommen. Es wird sich zeigen, daß ganz allgemein jedesmal, wenn ein Magnetstab mit einem anderen oder einem beliebigen Kraftfelde in magnetische Wechselwirkung tritt, weder seine Polstärke m allein, noch seine Länge allein und die dadurch mitbedingte Entfernung a seiner Pole voneinander, sondern immer nur das Produkt beider Größen ma seine Wirkung bestimmt. Man hat sich daher veranlaßt gesehen, für dieses den Magnetstab charakterisierende Produkt eine besondere Bezeichnung einzuführen. Schon früher, als mittels einer kleinen Magnetnadel die Kraftlinienrichtung festgestellt wurde (vgl. § 26 S. 22), wurde eine bestimmte Richtung festgesetzt, längs welcher die Achse des Magneten betrachtet werden sollte: Wir wollten als positive Richtung dieser Achse die vom Südpol nach dem Nordpol verlaufende ansehen. Diese Richtungsbeziehung kann man in die neu einzuführende Größe mit hineinlegen und dadurch die folgende Richtungs- oder Vektorgröße (vgl. § 50 S. 58) definieren: Man nennt das magnetische Moment $\mathfrak{M}$ eines Magnetstabes das Produkt seiner Polstärke m mal seinem Polabstande a:

$$\mathfrak{M} = m\,a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$\mathfrak{M}$ habe die Richtung der Achse des Stabes vom Südpol nach dem Nordpole hin gesehen.

Da dim $m = \mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$ und dim $a = \mathrm{cm}$ ist, so ist

$$\dim \mathfrak{M} = \mathrm{cm}^{5/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7')$$

Hiernach lassen sich die Ausdrücke 6a und 6b für die Feldkraft eines Magnetstabes vom Momente $\mathfrak{M} = ma$ in der Entfernung r von seiner Mitte schreiben

a) für die axiale Richtung: $\mathfrak{h}_{\mathrm{I}} = 2\,\frac{\mathfrak{M}}{r^3}$ . . . . . (8a)

b) für die äquatoriale Richtung: $\mathfrak{h}_{\mathrm{II}} = \frac{\mathfrak{M}}{r^3}$ . . . . . (8b)

Die genaueren, (6'a) und (6'b) entsprechenden Formeln sind:

$$\mathfrak{h}_{\mathrm{I}} = 2\,\frac{\mathfrak{M}}{r^3}\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{a^2}{r^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (8'a) \qquad \mathfrak{h}_{\mathrm{II}} = \frac{\mathfrak{M}}{r^3}\left(1 - \frac{3}{8}\,\frac{a^2}{r^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (8'b)$$

Um ein Urteil über die Größenordnung von $\mathfrak{M}$ zu erhalten, knüpfen wir an das in § 42 gegebene Beispiel an:

Aus den in § 48 berechneten Polstärken m und den in § 42 angegebenen Polabständen a berechnen sich die Momente für die vier Stäbe:

	A	*B*	*M*	*N*
zu	$1{,}34.10^5$	$1{,}36.10^5$	$1{,}41.10^5$	$1{,}23.10^5$

absoluten Einheiten. Es sei indessen bemerkt, daß diese Art der Berechnung von $\mathfrak{M}$ ziemlich ungenau ist, vornehmlich weil sich a in der angegebenen Weise

nur sehr angenähert bestimmen läßt, und die Wirkung der entfernteren Pole bei den Wägungsversuchen stört; wir werden weiter unten eine Methode kennen lernen, die viel genauere Werte liefert.

Statt vom magnetischen Momente spricht man auch vom „Stabmagnetismus“. Unter „spezifischem Magnetismus“ oder der „Magnetisierung“ eines Stabes versteht man den Stabmagnetismus pro gr Substanz des Magnetstabes; er kann bei langen Stahlstäben auf ca. 100 absolute Einheiten gebracht werden. Bei gedrungenen Stäben (Verhältnis von Länge zu Dicke 10 : 1) kann man etwa 35 Einheiten permanent erhalten. Bei obigem Beispiele, bei dem das Stabgewicht bei

A	B	M	N
2520	2500	3220	3150 gr

betrug, wurden also beim Magnetisieren:

53,2	54,4	43,8	39,0

Einheiten spezifischen Magnetismus erreicht; A und B waren also besser durchmagnetisiert als M und N; vor allem war letzterer unvollkommen magnetisiert, worauf schon sein geringer Polabstand (vgl. S. 48) hindeutete. B ist etwas kräftiger als A, N schwächer als M, worauf schon die Verhältniszahlen L und H § 43 hinwiesen.

Mitunter ist es erwünscht, ein magnetisches Magazin von möglichst großem Momente und dabei doch verhältnismäßig geringem Gewichte zu besitzen. Man stellt ein solches in folgender Weise her: Gleichgroße Stücke von gut gehärtetem Stahlband (Uhrfederstahl) werden möglichst vollkommen ausmagnetisiert und dann mit den gleichen Polen am selben Ende übereinander geschichtet, indem an den Polenden zwischen jede Lamelle ein dünnes Korkscheibchen, oder ein Stück Pappe oder Preßspahn gelegt wird. Dann stören sich die gleichgerichteten Kraftlinienbündel weniger, als wenn die Lamellen unmittelbar aufeinander gelegt werden (vgl. das Feilichtbild 21 S. 35), und alle Kraftlinien können sich an der Fernwirkung beteiligen. Das ganze System wird dadurch zusammengehalten, daß die Enden mit dünnem Kupferdraht umwickelt werden. In der Mitte bringt man eine Öse oder ein Drahthäkchen zum Aufhängen an.

Von ganz besonderer Wichtigkeit ist das magnetische Moment eines magnetisierten Mediums pro Volumeneinheit; denn dieses Verhältnis des magnetischen Momentes eines gleichförmig magnetisierten Körpers (vgl. S. 42 und Fig. 27 S. 41) oder eines beliebigen Stückes desselben zu seinem Volumen ist eine Größe, welche für die Art seiner Magnetisierung charakteristisch ist; durch sie ist die Polstärke der einzelnen Teilchen und die Zahl der Molekularmagnete bestimmt.

Man nennt dieses Verhältnis „das magnetische Moment pro Volumeneinheit“ oder die Stärke, Intensität der Magnetisierung, oder das „spezifische magnetische Moment“. Dasselbe muß wie $\mathfrak{M}$ selbst als Vektorgröße aufgefaßt werden und zwar als eine mit $\mathfrak{M}$ selbst gleichgerichtete. Man bezeichnet die so definierte Magnetisierungsintensität mit $\mathfrak{J}$.

Aus $\mathfrak{M}/V$ ergibt sich

$$\dim \mathfrak{J} = \mathrm{cm}^{5/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}/\mathrm{cm}^3 = \mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1} \quad . \quad . \quad (8'')$$

bemerkenswerter Weise dieselbe Dimension wie diejenige des Feldstärkevektors $\mathfrak{H}$ (vgl. [3'] § 49 S. 56), sowie desjenigen der magnetischen Induktion $\mathfrak{B}$ (vgl. [5'] § 52 S. 61). Das Verhältnis der Magnetisierungsintensität $\mathfrak{J}$ zu der magnetischen Feldkraft $\mathfrak{H}$, welche

dieselbe hervorruft, nennt man die magnetische Suszeptibilität des betreffenden Materiales:

$$\varkappa = \mathfrak{J}/\mathfrak{H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8c)$$

$\varkappa$ ist eine reine Zahl ebenso wie μ vgl. Formel (5) S. 61.

Für die vier Stäbe unseres Beispieles ergeben sich aus den in § 42 S. 48 mitgeteilten Dimensionen die folgenden Zahlen für die Volumina in cm^3:

A	*B*	*M*	*N*
318	315	402	396.

Wären sie durchweg gleichförmig magnetisiert, so wäre ihre Magnetisierungsintensität

421	432	351	311.

Tatsächlich ist von einer gleichförmigen Magnetisierung bei so langen Stäben schon aus den in § 38 S. 42 angegebenen Gründen keine Rede, weil die magnetischen Molekülketten an den Enden nicht geordnet sind und nur in der Mitte der Stäbe einander genau parallel verlaufen; außerdem zeigte namentlich *N* Unregelmäßigkeiten seiner Magnetisierung, worauf schon in § 42 und in § 54 hingewiesen wurde.

55. Drehbarer Magnetstab im homogenen Felde; Komponente des Momentes. — Ein Magnetstab von der Polstärke m, dem Polabstande a, also dem Momente $\mathfrak{M} = m\,a$, sei um eine durch seinen Mittelpunkt gehende Achse beweglich; er befinde sich in einem homogenen Felde von der Stärke $\mathfrak{H}$, etwa unter der Wirkung der erdmagnetischen Horizontalkomponente, und seine magnetische Achse bilde mit der Kraftlinienrichtung des Feldes den Winkel φ (vgl. Fig. 33). Alsdann werden auf jeden Pol des Stabes nach § 49 S. 56 Kräfte von der Stärke $m \cdot \mathfrak{H}$ ausgeübt, welche die Stabachse in die Kraftlinienrichtung zu drehen suchen; die an beiden Polen angreifenden Drehkräfte unterstützen sich gegenseitig.

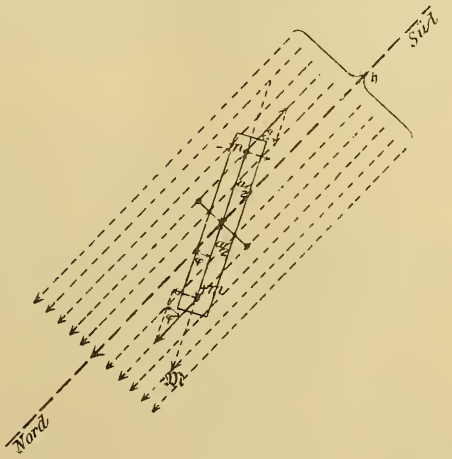


Fig. 33.

Daß im Erdfelde auf die beiden Pole eines gleichförmig magnetisierten Stabes wirklich entgegengesetzt gleiche Kräfte ausgeübt werden, an ihm also ein „Kräftepaar", eine Koppel (une couple) angreift und keine translatorische Bewegung des ganzen Magnetstabes, sondern nur eine Drehung desselben angestrebt wird, davon überzeugt man sich leicht, wenn man ein kräftiges Magnetstäbchen auf einem Korke befestigt und diesen auf einer größeren ruhenden Wasserfläche schwimmen läßt: Das Stäbchen dreht sich in die Süd-Nordrichtung, schwimmt aber weder nach dem einen, noch nach dem anderen Rande. Das Nordende der Nadel wird nach Norden, das Südende nach Süden gezogen; der Versuch zeigt, daß beide Zugwirkungen einander völlig gleich sind. (Von dieser

Art waren die ersten „Kompasse"; die Chinesen wandten schon sehr früh auf Kork schwimmende Magnete an, um sich über die Himmelsrichtung bei ihren Wanderungen durch die Steppen und Wüsten Innerasiens zu orientieren.)

Man kann das erwähnte Kriterium noch viel empfindlicher gestalten, wenn man ein Magnetsystem von kleinem Gewichte aber großem Momente etwa von der in § 54 S. 64 beschriebenen Form an den einen Arm einer empfindlichen langarmigen Drehwage hängt. Eine solche stellt man sich zweckmäßig aus einem langen Schilfrohr her, wie es zur Unterlage von Plafondverputz verwendet wird; man spaltet das Rohr in der Mitte, spreizt es hier durch ein kurzes Stück Schilfrohr auseinander, wodurch dem Ganzen eine große Festigkeit gegen Durchbiegungen verliehen wird. Durch das versteifende Rohrstück zieht man einen dünnen ausgeglühten Messingdraht, mittels dessen man die Drehwage an der Zimmerdecke aufhängt. An ein Ende wird das Stabmagnetmagazin gehängt, das andere mit einem Balanciergewichte belastet. Die Wage zeigt keine Tendenz dem sich in die Richtung des magnetischen Meridians stellenden Magazine in der einen oder anderen Richtung hin zu folgen. Die an demselben angreifenden, ziemlich großen Kräfte sind einander entgegengesetzt gleich. Bringt man aber einen Magnetstab auch nur in größerer Entfernung von der Drehwage an, so schlägt sie aus und man kann sich leicht von ihrer großen Empfindlichkeit überzeugen.

Für die Drehung selbst kommen nur die zur Stabrichtung senkrechten Kraftkomponenten $m \cdot \mathfrak{H} \cdot \sin\varphi$ in Betracht. Der Hebelarm, an welchem jede dieser Komponenten senkrecht angreift, ist $a/2$, also ihr Drehmoment $m \cdot \mathfrak{H} \cdot \sin\varphi \cdot a/2$ und das gesamte Drehmoment ist

$$P = 2 \cdot m \cdot \mathfrak{H} \cdot \sin\varphi \cdot a/2$$

oder

$$P = \mathfrak{M} \cdot \mathfrak{H} \cdot \sin\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Man sieht, wie auch hier wieder das Produkt $\mathfrak{M} = m\,a$ für das Verhalten des Magnetstabes charakteristisch ist (vgl. § 54). Die Kraft, mit welcher ein drehbarer Magnet in einem Felde bewegt wird, hat ein Drehmoment, welches demnach proportional ist dem magnetischen Momente des Stabes, der Stärke des Feldes und dem Sinus des Winkels zwischen Feldrichtung und Achsenrichtung des Magneten. Betrachtet man $\mathfrak{M}$, wie oben angenommen wurde, als Vektorgröße, so kann man das Produkt $\mathfrak{M} \sin\varphi$ als Projektion dieses Vektors betrachten auf eine Richtung, welche augenscheinlich senkrecht zur Kraftlinienrichtung steht; denn der $\sin\varphi$ ist gleich dem cos des Winkels, welchen die magnetische Achse des Stabes und somit die Richtung von $\mathfrak{M}$ mit der zur Feldrichtung senkrecht stehenden Geraden bildet. Man kann daher auch so sagen: Das Drehmoment, welches ein homogenes Feld auf einen Magnetstab ausübt, ist gleich dem Produkte der Feldstärke mal der Komponente des Stabmomentes in bezug auf eine zum Felde senkrechte Richtung.

Diese Komponente von $\mathfrak{M}$ ist in der Figur angedeutet; denkt man sie sich mit $\mathfrak{H}$ multipliziert, so erhält man die Drehkraft, welche der Stab in seiner augenblicklichen Lage im Felde erfährt. Auf dem Vektorcharakter des Momentes beruht es, daß man dasselbe auch in Komponenten zerlegen kann, wie etwa eine Kraft, oder daß man es aus seinen Komponenten nach drei zueinander senkrechten Richtungen in bekannter Weise wieder zusammensetzen kann.

56. Drehmoment, welches ein Magnetstab auf einen anderen ausübt. — Wir wollen von der im vorigen Paragraphen abgeleiteten Regel sogleich eine wichtige Anwendung machen. Das Feld, welches einen Stab vom Momente $\mathfrak{M}'$ (Fig. 34) ablenkt, rühre von einem anderen Stabe her, welcher entweder östlich oder westlich in I. Hauptlage oder nördlich oder südlich in II. Hauptlage (vgl. § 35 S. 37) von ihm liege, also jedenfalls immer seine Kraftlinien senkrecht zum magnetischen Meridiane an die Stelle, wo sich $\mathfrak{M}'$ befindet, hinsendet. $\mathfrak{M}'$ bilde mit dem Meridian den Winkel φ. Dann ist das Drehmoment, welches das von dem außerhalb der Fig. 34 liegend zu denkenden, ablenkenden Magnetstabe ausgehende Feld $\mathfrak{h}_a$ auf den Stab $\mathfrak{M}'$ ausübt, nach § 55 jedenfalls

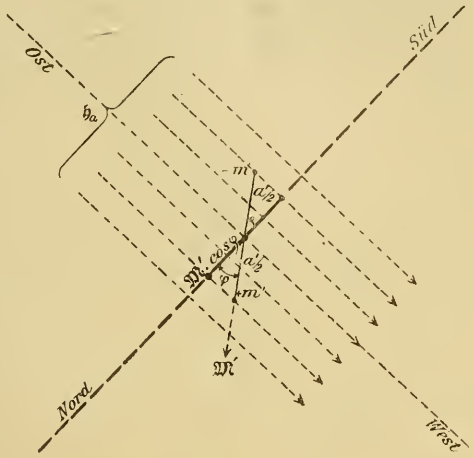


Fig. 34.

$$P_a = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot \mathfrak{h}_a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9')$$

Hat der Stab, von dem das Feld herrührt, das Moment $\mathfrak{M}$, so ist das Drehmoment nach § 54 Formel (8a) bzw. (8b) für die

I. Hauptlage: $P_{\mathrm{I}} = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot 2\,\frac{\mathfrak{M}}{r^3}$ . . (10a)

II. Hauptlage: $P_{\mathrm{II}} = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot \frac{\mathfrak{M}}{r^3}$ . . (10b)

Benutzt man die strengeren Formeln (8'a) bzw. (8'b), so erhält man für die

I. Hauptlage: $P_{\mathrm{I}} = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot 2\,\frac{\mathfrak{M}}{r^3}\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{a^2}{r^2}\right)$ (10'a)

II. Hauptlage: $P_{\mathrm{II}} = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot \frac{\mathfrak{M}}{r^3}\left(1 - \frac{3}{8}\,\frac{a^2}{r^2}\right)$ (10'b)

57. Statische Feldvergleichung: Methode der gekreuzten Kraftfelder. — Wir wollen jetzt zwei Magnetstäbe in gegenseitige Wechselwirkung treten lassen und benutzen dieses Beispiel um eine Methode zu erläutern, welche vielfach angewendet wird, wenn es sich darum handelt die Stärke zweier Magnetfelder miteinander zu vergleichen. Dieselbe besteht darin, daß man an demselben drehbar aufgehängten oder auf einer Spitze aufgestellten Magnetstabe die beiden Felder angreifen läßt, aber die Kraftlinien derselben senkrecht zueinander orientiert; dadurch entsteht eine Ablenkung, aus deren Größe man auf das Verhältnis der Feldstärken schließen kann. Das

eine Feld (das Vergleichsfeld) ist gewöhnlich das der Erde, und zwar benutzt man nur die horizontale Komponente der erdmagnetischen Kraft, verwendet also eine Deklinationsnadel. Ist m' deren Polstärke, so greift an jedem ihrer Enden eine Kraft $m' \cdot \mathfrak{h}$ an, die die Nadel in den magnetischen Meridian zu bringen sucht, also ein Kräftepaar. Ordnet man das zu messende Feld so an, daß seine Kraftlinien (unter sich möglichst parallel) senkrecht zum magnetischen Meridian stehen, und ist die ablenkende Feldkraft an dem Orte, an dem sich die Nadel befindet, $\mathfrak{h}_a$, so ruft auch dieses ein Kräftepaar $+m' \cdot \mathfrak{h}_a$ und $-m' \cdot \mathfrak{h}_a$ hervor, welches die Nadel aus dem magnetischen Meridian entfernt, also eine Nadeldrehung oder Nadelablenkung herbeizuführen sucht. Die Nadel wird eine solche Stellung annehmen, bei welcher die Resultierende beider, an je einem Pole angreifenden Kräfte gerade mit der Richtung ihrer magnetischen Achse zusammenfällt. Diese bei dem Ablenkungswinkel φ eintretende Stellung möge in Fig. 35 gerade erreicht sein. Dann ist

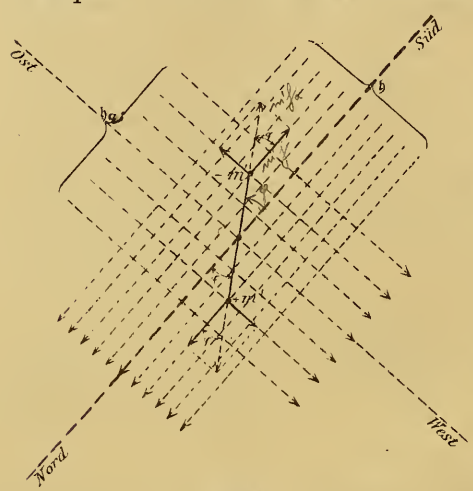


Fig. 35.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{m' \mathfrak{h}_a}{m' \mathfrak{h}} = \frac{\mathfrak{h}_a}{\mathfrak{h}} \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Bei dieser Methode der Feldvergleichung fällt also die Polstärke m' der zum Vergleiche dienenden Nadel heraus. Da ein Gleichgewichtszustand zur Vergleichung benutzt wird, bezeichnet man diese Methode der gekreuzten Felder als eine statische Methode zur Feldstärkemessung.

Als Anwendungsbeispiel dieser Methode soll die Feldstärke, welche ein Magnetstab vom Momente $\mathfrak{M}$ § 54 S. 63 in der Entfernung r von seiner Mitte erzeugt, mit der Horizontalkomponente der erdmagnetischen Feldstärke verglichen werden. Von den unendlich vielen Lagen, welche dabei der Magnetstab $\mathfrak{M}$ in bezug auf den magnetischen Meridian einnehmen kann, wollen wir nur zwei herausgreifen, die von besonderer praktischer Bedeutung in der magnetischen Meßtechnik sind; es sind dies die beiden sog. Hauptlagen, die in § 35 S. 37 schon ihrem qualitativen Kraftlinienverlaufe nach charakterisiert worden sind, und für die wir zudem nach § 54 S. 63 die Feldkraft des Stabes anzugeben vermögen.

a) I. Hauptlage. Der ablenkende Stab vom Momente $\mathfrak{M}$ liege westlich oder östlich vom magnetischen Meridian so, daß seine Achse auf den Drehpunkt der Nadel hinweist.

Wir denken uns z. B. die Fig. 31 in größerer Entfernung östlich von der Fig. 35 derart angeordnet, daß $\mathfrak{h}_{\mathrm{I}}$ in der Richtung von $\mathfrak{h}_a$ in Fig. 35 weist.

Für die von dem Stabe herrührende Feldstärke kommt dann der Ausdruck für die axiale Feldkraft (8,a): $\mathfrak{h}_{\mathrm{I}} = 2\mathfrak{M}/r^3$ in Betracht, so daß, wenn der Stab genügend weit entfernt ist, nach (11) gesetzt werden kann:

$$\operatorname{tg}\varphi = 2\frac{\mathfrak{M}}{r^3}/\mathfrak{h} \quad \text{oder} \quad \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}} = \tfrac{1}{2}r^3\operatorname{tg}\varphi = A_{\mathrm{I}} \quad . \quad . \quad (12\,\mathrm{a})$$

b) II. Hauptlage. Der ablenkende Stab $\mathfrak{M}$ liege nördlich oder südlich in größerer Entfernung von der Nadel senkrecht zum magnetischen Meridian, so daß seine in äquatorialer Richtung verlaufenden Kraftlinien das Erdfeld an der in Fig. 35 zur Darstellung gebrachten Stelle senkrecht kreuzen.

Wir denken uns Fig. 32 unterhalb, also im Norden von Fig. 35 so gelegt, daß $\mathfrak{h}_{\mathrm{II}}$ in die Richtung von $\mathfrak{h}_a$ in Fig. 35 weist.

Dann ist nach (8b) $\mathfrak{h}_{\mathrm{II}} = \mathfrak{M}/r^3$ zu setzen und man erhält nach (11):

$$\operatorname{tg}\varphi' = \frac{\mathfrak{M}}{r^3}/\mathfrak{h} \quad \text{oder} \quad \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}} = r^3\operatorname{tg}\varphi' = A_{\mathrm{II}} \quad . \quad . \quad . \quad (12\,\mathrm{b})$$

Hervorgehoben sei, daß diese Ablenkungsversuche das Verhältnis eines magnetischen Momentes $\mathfrak{M}$ zur Feldstärke $\mathfrak{h}$ der Horizontalkomponente durch eine Größe A auszudrücken gestatten, die in absolutem Maße (in cm^3) ausdrückbar ist, da $\operatorname{tg}\varphi$ als Verhältniszahl zweier Strecken dimensionslos ist.

Die später zu besprechende Methode der galvanischen Strommessung mittels der Tangentenbussole stellt ein anderes Beispiel der gekreuzten Felder dar.

58. Ablenkung eines im Erdfelde drehbaren Magnetstabes durch einen anderen Magnetstab. — Man erhält die wichtigen Formeln (12a) und (12b) auch, wenn man von den in den §§ 55 und 56 abgeleiteten Formeln Gebrauch macht und das Moment $\mathfrak{M}'$ des abgelenkten Magnetstabes einführt.

Wiederum befinde sich also ein Magnetstab von der Polstärke m', dem Polabstande a', also dem Momente $\mathfrak{M}'$ wie im vorigen Paragraphen im Erdfelde von der Stärke $\mathfrak{h}$. Er werde durch den Magnetstab vom Momente $\mathfrak{M}$ von der I. oder II. Hauptlage desselben aus abgelenkt; die Ablenkung betrage im Falle des Gleichgewichtes φ Grade. Dann ist nach § 55 und Formel (9) das rücktreibende Drehmoment der erdmagnetischen Kraft

$$P_e = \mathfrak{M}' \cdot \mathfrak{h} \cdot \sin\varphi.$$

Nach § 56 Formel (10) ist das Drehmoment, welches der ablenkende Stab $\mathfrak{M}$ auf den drehbaren $\mathfrak{M}'$ ausübt P_{I} bzw. P_{II}. Da Gleichgewicht besteht, müssen beide Drehmomente einander gleich sein, so daß erhalten wird für die

I. Hauptlage: II. Hauptlage:

$$\mathfrak{M}' \mathfrak{h} \sin\varphi = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot 2\frac{\mathfrak{M}}{r^3} \qquad \mathfrak{M}' \mathfrak{h} \sin\varphi' = \mathfrak{M}' \cos\varphi' \cdot \frac{\mathfrak{M}}{r^3}$$

oder

$$\operatorname{tg}\varphi = 2\frac{\mathfrak{M}}{r^3}/\mathfrak{h} \qquad \operatorname{tg}\varphi' = \frac{\mathfrak{M}}{r^3}/\mathfrak{h}$$

wie oben, und daraus wiederum:

$$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}} = \tfrac{1}{2} r^3 \cdot \operatorname{tg}\varphi = A_{\mathrm{I}} \quad . \quad (12\,\mathrm{a}) \qquad \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}} = r^3 \cdot \operatorname{tg}\varphi' = A_{\mathrm{II}} \quad . \quad (12\,\mathrm{b})$$

Hier hebt sich das Moment $\mathfrak{M}'$ des abgelenkten Magnetstabes heraus.

Die Zusammenfassung des in den letzten drei Paragraphen Auseinandergesetzten gestattet aber weiter ein genaueres Maß für das Verhältnis eines Stabmagnetismus $\mathfrak{M}$ zur Horizontalkomponente $\mathfrak{h}$ abzuleiten. Benutzt man für P_{I} bzw. P_{II} die strengeren Formeln (10′a) bzw. (10′b), so erhält man:

$$\mathfrak{M}' \mathfrak{h} \sin\varphi = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot 2\frac{\mathfrak{M}}{r^3}\left(1 + \tfrac{1}{2}\frac{a^2}{r^2}\right) \qquad \mathfrak{M}' \mathfrak{h} \sin\varphi = \mathfrak{M}' \cos\varphi \cdot \frac{\mathfrak{M}}{r^3}\left(1 - \tfrac{3}{8}\frac{a^2}{r^2}\right)$$

oder

$$\tfrac{1}{2} r^3 \operatorname{tg}\varphi = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}}\left(1 + \tfrac{1}{2}\frac{a^2}{r^2}\right) \qquad r^3 \operatorname{tg}\varphi = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}}\left(1 - \tfrac{3}{8}\frac{a^2}{r^2}\right);$$

oder, wenn man mit r^2 durchmultipliziert:

$$\tfrac{1}{2} r^5 \operatorname{tg}\varphi = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}}\left(r^2 + \tfrac{1}{2} a^2\right) \qquad r^5 \operatorname{tg}\varphi = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}}\left(r^2 - \tfrac{3}{8} a^2\right).$$

Versetzt man den Ablenkungsmagneten $\mathfrak{M}$ in eine andere Entfernung r_1, so wird man eine andere Ablenkung φ_1 erhalten, für welche die Gleichungen bestehen:

$$\tfrac{1}{2} r_1^5 \operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}}\left(r_1^2 + \tfrac{1}{2} a^2\right) \qquad r_1^5 \operatorname{tg}\varphi_1' = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}}\left(r_1^2 - \tfrac{3}{8} a^2\right).$$

Subtrahiert man die einander entsprechenden Gleichungen voneinander, so erhält man:

$$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}} = \tfrac{1}{2}\frac{r^5 \operatorname{tg}\varphi - r_1^5 \operatorname{tg}\varphi_1}{r^2 - r_1^2} = A_{\mathrm{I}} \quad . \quad (13\,\mathrm{a}) \qquad \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{h}} = \frac{r^5 \operatorname{tg}\varphi' - r_1^5 \operatorname{tg}\varphi_1'}{r^2 - r_1^2} = A_{\mathrm{II}} \quad . \quad (13\,\mathrm{b})$$

Hierbei fällt also der Polabstand a ganz heraus; man braucht ihn gar nicht zu kennen, was sehr wichtig ist, da sich diese Größe nur sehr indirekt feststellen läßt. Außerdem gewinnt man den Vorteil, daß man durch diese Kombination zweier Messungen den Einfluß der unvermeidlichen Beobachtungsfehler vermindert. Man wird in Wirklichkeit den Ablenkungsstab in beiden Richtungen (einmal mit dem Nordpole, dann mit dem Südpole gegen den drehbaren Stab gekehrt) benutzen und außerdem eine Messung in östlicher, dann in westlicher, bei der II. Hauptlage in südlicher, dann in nördlicher Lage anstellen, so daß man für jede Hauptlage und für jede Entfernung je vier, im ganzen also acht, oder, wenn man Messungen in beiden Hauptlagen miteinander kombiniert, 16 Einzelmessungen der Ablenkung zur Herleitung des Endresultates verwendet. Dadurch kann eine große Genauigkeit erzielt werden. Zur Durchführung solcher Ablenkungsbeobachtungen ist das Gehäuse, in dem der drehbare Magnet aufgehängt und gegen Luftströmungen geschützt ist, mit geteilten Ablenkungsschienen versehen, auf welche der Ablenkungsmagnet gelegt werden kann.

59. Direktionskraft eines in einem Magnetfelde drehbaren Magnetstabes. — In § 55 Formel (9) wurde gezeigt, daß das Drehmoment P eines um den Winkel φ gegen die Kraftlinienrichtung eines Feldes von der Stärke $\mathfrak{h}$ gedrehten Magnetstabes vom Momente $\mathfrak{M}$ dem Sinus des Winkels φ proportional ist. Bei kleinen Richtungsunterschieden zwischen den beiden Vektoren $\mathfrak{h}$ und $\mathfrak{M}$ ist das Drehmoment P also dem Winkel φ selbst proportional (für Winkel φ, deren Bögen sich von $\sin\varphi$ nur wenig unterscheiden). Um den Stab aus seiner Ruhelage herauszubringen, hat man demnach eine gewisse Kraft aufzuwenden, welche selbst proportional mit φ wächst. Das Verhältnis von P zu φ mißt demnach gewissermaßen die Stabilität der Gleichgewichtslage des Stabes in dem Magnetfelde; man nennt dieses Verhältnis die „Direktionskraft D"; es ist also

$$D = \frac{P}{\varphi} = \frac{\mathfrak{M}\cdot\mathfrak{h}\cdot\varphi}{\varphi} = \mathfrak{M}\cdot\mathfrak{h} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Es ist nach § 54 S. 63 und § 49 S. 56 daher:

$$\dim D = \mathrm{cm}^{5/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1} = \mathrm{cm}^2\,\mathrm{gr}\,\mathrm{sek}^{-2},$$

d. h. gleich dem Produkte aus einer Kraft mal einer (Hebelarm-) Länge. (Arbeit).

60. Schwingungen eines Magnetstabes in einem Magnetfelde. — Bringt man den im vorigen Paragraphen betrachteten drehbaren Magnetstab aus seiner durch die Feldrichtung bestimmten Ruhelage heraus, so wird er, wie wir sahen, mit einer Kraft in diese wieder zurück gezogen, deren Drehmoment mit der Ablenkung wächst. Läßt man den abgelenkten Stab los, so wird er von den magnetischen Kräften in seine Ruhelage zurückgetrieben. Vermöge seines Trägheitsmomentes überschwingt er aber diese, geht nach der anderen Seite, wird wieder zurückgezogen und führt so Schwingungen aus, die vollkommen den Pendelschwingungen ähneln. Auch das Gesetz dieser Schwingungen muß ganz denen eines physischen Pendels analog sein, weil auch bei diesem das Drehmoment der zurücktreibenden Kräfte bei kleinen Ablenkungen proportional dem Ablenkungswinkel aus der Ruhelage wächst. Für die Schwingungsdauer τ eines unter der Wirkung der erdanziehenden Kraft schwingenden physischen Pendels vom Trägheitsmomente K und der Direktionskraft D gilt für kleine Amplituden das Gesetz:

$$\tau = 2\pi\sqrt{\frac{K}{D}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15\,\mathrm{a})$$

oder für die Schwingungszahl $z = 1/\tau$:

$$z^2 = \frac{1}{\tau^2} = \frac{1}{4\pi^2}\cdot\frac{D}{K} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15\,\mathrm{b})$$

Ein ganz analoges Gesetz muß daher auch für einen in einem homogenen Felde unter der Wirkung der magnetischen Kräfte

D (Drehungsmoment) = mg · l sinφ. Dabei entspricht m·l dem magn. Moment M, g der Feldstärke h u. die Funktion sinφ dem Ablenkungswinkel φ.

schwingenden Magnetstab gelten; für die Zahl der Schwingungen, die er pro Sekunde ausführt, ist

$$z^2 = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h}}{K} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15\,c)$$

oder es ist

$$\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h} = 4\pi^2 z^2 \cdot K = B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15\,d)$$

Daß für die Schwingungsdauer eines Magnetsystems in der Tat das Verhältnis des magnetischen Momentes zu dem Trägheitsmomente desselben maßgebend ist, wie es Formel (15c) erfordert, davon kann man sich durch den folgenden einfachen Versuch überzeugen:

Man magnetisiert eine größere Anzahl Nähnadeln und sucht drei gleich stark magnetisierte durch folgendes Prüfungsmittel aus. Ein kurzes Stück Strohhalm befestigt man mit Wachs an einem langen Kokonfaden und sticht nacheinander je eine der Nadeln durch den Halm, so daß sie in einer Horizontalebene schwingt, und beobachtet bei jeder die Anzahl Schwingungen von kleiner Amplitude in einer bestimmten Zeit. Sind ihre Momente $\mathfrak{M}$ gleich, so ergeben sich in allen drei Fällen dieselben Zahlen. Nun läßt man je zwei, dann alle drei Nadeln gleichzeitig in dem Strohhalm mit gleichsinniger Polrichtung schwingen. Gegen die Masse der Nadeln ist die der Aufhängevorrichtung zu vernachlässigen. Man verdoppelt bzw. verdreifacht also das Trägheitsmoment K der in Bewegung zu setzenden Massen. Zugleich aber steigert man in demselben Verhältnisse das magnetische Moment des Systems. Denn das sich in kurzer Zeit nur wenig ändernde Feld der Horizontalkomponente von der Stärke $\mathfrak{h}$ findet jetzt je zwei bzw. drei Pole von der Stärke m zum Angriffe vor. Auch das Moment $\mathfrak{M}$ hat sich verdoppelt, verdreifacht und damit die Direktionskraft $D = \mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h}$.

Der Versuch lehrt, daß die Schwingungszahl sich nicht ändert. Dieselbe kann also nur durch den Quotienten der beiden Größen $\mathfrak{M}\,\mathfrak{h}$ und K bestimmt sein.

Die Trägheitsmomente von Magnetstäben lassen sich gewöhnlich leicht berechnen, weil die Formen derselben einfach gestaltet sind. So ist das Trägheitsmoment eines prismatischen Stabes von der Länge l und der Breite b in bezug auf eine durch seine Mitte parallel zu den Höhenkanten verlaufende Achse:

$$K = \frac{l^2 + b^2}{12} \cdot P \,\mathrm{cm^2\,gr},$$

wenn P die Masse in gr ist (bei homogener Massenverteilung); bei einem zylindrischen Stabe von der Länge l und dem Halbmesser ϱ ist

$$K = \left(\frac{l^2}{12} + \frac{\varrho^2}{4}\right) \cdot P \,\mathrm{cm^2\,gr}$$

in bezug auf eine senkrecht zur Längsrichtung des Stabes durch den Mittelpunkt gehende Achse.

So berechnen sich aus den in § 42 S. 48 gegebenen Dimensionen und den in § 54 S. 64 mitgeteilten Gewichten P für die oben benutzten vier Stäbe die folgendenden Trägheitsmomente K:

A	B	M	N
$1{,}342.10^6$	$1{,}330.10^6$	$1{,}718.10^6$	$1{,}681.10^6$.

Diese Stäbe führten in dem Felde der Erde, dessen Horizontalkomponente $\mathfrak{h}$ zu 0,212 Einheiten vermittelst einer (erst später zu beschreibenden) Tangentenbussole in dem Beobachtungsraume zu der Zeit der Schwingungsbeobachtungen (durch eine Messung vor und eine nach diesen Beobachtungen) bestimmt worden war, Schwingungen aus, deren Zahl z pro Sekunde

$$^1/_{42{,}8} \qquad ^1/_{42{,}4} \qquad ^1/_{48{,}0} \qquad ^1/_{51{,}0}$$

betrug. Hieraus und den eben berechneten Werten von K berechnen sich Werte der Größen B zu

$$0{,}289.10^5 \qquad 0{,}292.10^5 \qquad 0{,}295.10^5 \qquad 0{,}255.10^5.$$

Dies ist zugleich der Wert des Produktes $\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h}$. Da hier $\mathfrak{h}$ durch eine anderweitige Bestimmung bekannt ist, so können wir diese B-Werte dazu benutzen, um nochmals die Momente der vier Stäbe, und dieses Mal auf einem ganz anderen Wege, als es in § 54 S. 63 geschehen war, und von dieser ersten Bestimmung unabhängig, zu berechnen. Man findet

$$1{,}37.10^5 \qquad 1{,}38.10^5 \qquad 1{,}39.10^5 \qquad 1{,}20.10^5$$

Diese Werte sind genauer als die in § 54 gefundenen, da man bei ihrer Bestimmung den unvollkommen definierten Polabstand a nicht zu kennen braucht, da ferner die Wirkungen beider Pole sich nicht stören, sondern unterstützen, und weil man z, auf das es wesentlich mit ankommt, durch Beobachtung einer längeren Reihe einzelner Schwingungen sehr genau bestimmen kann.

Diesen Werten für $\mathfrak{M}$ entsprechend erhält man die genaueren Werte für

$$\begin{array}{lllll} \mathfrak{M}/P: & 54{,}4 & 55{,}2 & 43{,}2 & 38{,}1 \\ \mathfrak{J} = \mathfrak{M}/V: & 431 & 438 & 346 & 303. \end{array}$$

Die obigen Ausdrücke für K kann man unmittelbar in die Formeln (15) einsetzen, wenn man die Stäbe etwa in einer Schlinge eines dünnen ungedrillten Fadens aufgehängt hat, wie es in obigen Beispielen der Fall war. Sind die Stäbe aber in einer besonderen Aufhängevorrichtung mit Ablesespiegel gelagert, so kann man das Trägheitsmoment der mitschwingenden Aufhängung bei feineren Messungen nicht mehr vernachlässigen; man verfährt dann in folgender Weise (Gauss'scher Kunstgriff[x]). Man bestimmt die Schwingungsdauer τ des ganzen Systems, dessen zunächst noch unbekanntes Trägheitsmoment K mit τ in der durch (15a) gegebenen Weise zusammenhängt: $\tau^2 = 4\pi^2 K/D$. Nun hängt man beiderseitig zwei gleiche zylindrische Gewichte von je m gr Masse und r cm Radius in gleichen Entfernungen a von der Drehachse an dem Magnetstabe mittels dünner Fadenschlingen auf; dadurch ändert sich die Direktionskraft D nicht, aber das Trägheitsmoment K wird um eine Größe k vermehrt, die man leicht berechnen kann; es ist: $k = 2m(a^2 + r^2/2)$. Dabei wird die Schwingungsdauer vermehrt; sie möge jetzt zu τ_1 gefunden werden; dann ist: $\tau_1^2 = 4\pi^2(K + k)/D$. Dividiert man diesen Ausdruck durch den für τ gefundenen, so fällt D heraus und man erhält:

$$K = k\,\tau^2/(\tau_1^2 - \tau^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15\text{e})$$

Die magnetische Direktionskraft D ist nicht die einzige Kraft, welche sich einem Herausbringen des Magneten aus seiner Ruhelage entgegenstellt; es kommt noch dazu die elastische Kraft der Fadentorsion. Diese ist freilich im allgemeinen sehr gering, so daß man sie meist vernachlässigen darf. Man kann sie als Bruchteil von D selbst in folgender Weise bestimmen: Man dreht den Aufhängepunkt des Fadens um einen bestimmten größeren Winkel α, etwa um 360°, also einmal ganz herum, oder, wenn dies nicht möglich ist, man legt den Magnetstab um, so daß er um 360° gegen seine frühere Lage gedreht ist; die magnetische Direktionskraft zieht den Stab wieder in den magnetischen Meridian zurück; dem widersetzt sich aber die Direktionskraft der Fadentorsion. Bleibt der Stab um den Winkel β gegen seine frühere Lage bei der gewählten Fadentorsion, die ja augenscheinlich $\alpha - \beta$ Grade beträgt, zurück, so ist die elastische Direktionskraft der $\beta/(\alpha - \beta)^{\text{te}}$ Teil der magnetischen; bezeichnet man den im allgemeinen sehr kleinen Bruch mit $\Theta = \beta/(\alpha - \beta)$, so ist die elastische Direktionskraft ΘD und die gesamte: $D + \Theta D = D(1 + \Theta)$ und Formel (15b) wird genauer:

[x] Kohlrausch, prakt. Physik pag. 113.

$$z^2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{D(1+\Theta)}{K},$$

daher dann auch (15d) genauer:

$$\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h} = 4\pi^2 z^2 K/(1+\Theta) = B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15f)$$

61. Dynamische Feldvergleichung: Schwingungsmethode, Schwingungsvariometer. — Die Formeln (15d) und (15f) § 60 lassen erkennen, daß Schwingungsversuche das Produkt des magnetischen Momentes des schwingenden Stabes $\mathfrak{M}$ mal der Feldstärke $\mathfrak{h}$ durch eine Größe B auszudrücken gestatten, die in absolutem Maße bestimmbar ist (in $cm^2 gr/sek^2$, da z eine Zahl pro einer gewissen Zeit darstellt). Vgl. § 57 S. 69, wo Analoges für $\mathfrak{M}/\mathfrak{h}$ bei Ablenkungsversuchen gesagt ist.

Kommt es nur auf relative Messungen, auf Feldvergleichungen an, so genügt es einen Magneten, z. B. einen Glockenmagneten, von konstantem Momente schwingen zu lassen; das Quadrat der Schwingungszahl, die er in einer bestimmten Zeit, etwa einer, fünf oder zehn Minuten ausführt, ist ein Maß der Feldstärke. Hierauf beruhen die Schwingungsvariometer.

Ein an einem dünnen Kokonfaden aufgehängtes, mit einem Zeiger oder Spiegel versehenes Magnetchen, Glockenmagnet oder magnetisches Magazin von der Art des S. 64 beschriebenen von hohem magnetischem Momente schwingt in einem vor Luftzug und Temperatureinflüssen schützenden Gehäuse. Bringt man dieses Schwingungsmagnetometer an verschiedene Stellen eines Hauses, Laboratoriums, einer Stadt usw., lenkt das Magnetchen durch einen Hilfsmagneten, den man dann weit entfernt, ab und beobachtet man die Schwingungsdauer (etwa mit einer sog. Sportsuhr mit Sekundenspringzeiger) oder die Schwingungszahl, so kann man feststellen, wie sich die Intensität des Erdmagnetismus von Ort zu Ort ändert, welchen Einfluß etwa die eisernen Träger und Schienen in einem Gebäude auf die Größe der Horizontalkomponente ausüben. Solche Schwingungsmagnetometer finden die mannigfachste Anwendung. Es sei noch folgendes Beispiel erwähnt. Um über die in § 37 S. 40 ihrem qualitativen Verhalten nach geschilderte Erscheinung der magnetischen Schirmwirkung ein genaueres quantitatives Urteil zu gewinnen, kann man wie folgt verfahren: Man legt zwei Stabmagnete so in gegenseitiger Verlängerung in den magnetischen Meridian mit einander zugekehrten ungleichnamigen Polen, daß der Kraftlinienstrom zwischen diesen die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus, sich dieser überlagernd, verstärkt. Die Stärke $\mathfrak{H}$ des so entstandenen Feldes wird durch die Zahl z der Schwingungen eines kleinen, zwischen die Pole gebrachten Schwingungsmagnetometers in einer bestimmten Zeit gemessen; sie ist proportional mit z^2. Dabei sind die Stäbe möglichst so zu lagern, daß ihre Achsen in der Höhe der Pole des Schwingungsmagnetchens zu liegen kommen. Hierauf schiebt man über das Magnetometer ein Stück Rohr aus weichem Eisen; die Feldstärke geht zurück auf den Wert $\mathfrak{H}'$, dessen Größe proportional mit z'^2 ist, wenn z' die Zahl der Schwingungen des geschirmten Instrumentes in derselben Zeit ist. Als Maß der Schirmwirkung kann man den Ausdruck $(\mathfrak{H} - \mathfrak{H}')/\mathfrak{H} = (z^2 - z'^2)/z^2$ ansehen; dieselbe ist um so größer, je weicher das Eisen ist, das als Schutzmantel dient; sie würde bei vollkommener Schirmung den Wert 1 annehmen.

62. Zurückführung der magnetischen Größen auf absolutes Maß. — Sowohl die Ablenkungsmethode wie die Schwingungsmethode würde eine der beiden Größen $\mathfrak{M}$ oder $\mathfrak{h}$ in absolutem Maße bestimmbar machen, wenn die andere bekannt wäre. Die erstgenannte

Methode drückt zufolge einer der Formeln (12) oder der genaueren (13) $\mathfrak{M}/\mathfrak{h}$ durch eine Größe A von der Dimension cm^3, die zweite zufolge einer der Formeln (15) $\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h}$ durch die Größe B von der Dimension $cm^2\,gr\,sek^{-2}$ aus. Es war der geniale Blick von Gauss, der erkannte, daß man durch die Kombination der beiden Methoden jede der beiden Größen $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{h}$ und damit die fundamentalsten magnetischen Größen auf absolutes Maß zurückführen könne, indem man denselben Stab, den man bei den Ablenkungsversuchen als ablenkenden Stab verwendet, in demselben Felde, welches die Ablenkungsnadel gerichtet hatte, schwingen läßt; die erstere Bestimmung ergibt $\mathfrak{M}/\mathfrak{h} = A$; die zweite $\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h} = B$, also ist

$$\mathfrak{M} = \sqrt{B \cdot A}\ cm^{5/2}\,gr^{1/2}\,sek^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

und

$$\mathfrak{h} = \sqrt{B/A}\ cm^{-1/2}\,gr^{1/2}\,sek^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Auf diese Bestimmung bezieht sich die berühmte Schrift von Gauss: Vis magnetica ad mesuram absolutam revocata (1836).

Erst die absolute Methode machte die magnetischen Messungen von allen Mängeln der einzelnen magnetischen Individuen frei. Der Stabmagnetismus insbesondere ist eine Größe, welche sich mit der Temperatur, namentlich aber bei Erschütterungen in ganz unkontrollierbarer Weise ändert. Wenn man also auch denselben Magnetstab an verschiedenen Orten schwingen läßt, so ist das Quadrat der Schwingungszahl in bestimmter Zeit doch nur insoweit ein sicheres Mittel zur Vergleichung der Feldstärken, als man sich darauf verlassen kann, daß beim Transport der Magnet nichts an seinem Stabmagnetismus eingebüßt hat. Für genauere Messungen ist es daher überaus wichtig dieses Moment ganz eliminieren zu können. Indem Gauss lehrte, wie man das erdmagnetische Feld an jedem Orte der Erde in absolutem Maße ausmessen kann, schuf er zugleich ein überall direkt zugängliches Bezugsfeld, mit dem man die Stärke anderer Felder leicht und sicher vergleichen kann.

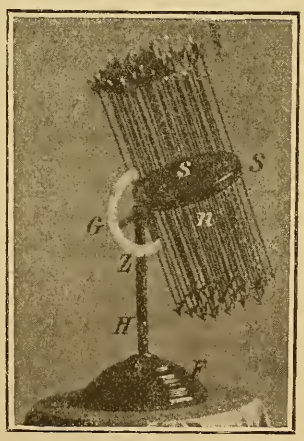


Fig. 36.

Wir werden dies im II. Abschnitte mit den Feldern galvanischer Ströme tun. Des Vergleiches halber sei darum hier erwähnt, daß bei uns in Deutschland die Horizontalkomponente rund 0,2 absolute Einheiten (Gauss) Intensität besitzt, woraus sich mit Rücksicht auf Formel 4 § 50 S. 58 bei einer Inklination von 61—69° eine totale Feldstärke von etwa 0,5 Einheiten ergibt. Nach der in § 51 getroffenen Festsetzung muß man sich also bei uns je eine Kraftlinie auf die Fläche von 2 cm^2 kommend denken, die man senkrecht zu den von oben her schräg unter dem Inklinationswinkel einfallenden Kraftlinien orientiert hat. Da der Kraftlinienverlauf des erdmagnetischen Feldes bei gewissen, später zu besprechenden Erscheinungen von Bedeutung ist, wollen wir ihn an einem Modelle erläutern: Auf der von einem Fuße F (Fig. 36) getragenen Messingsäule H ist an einem Gelenk die 10 cm im Durchmesser haltende Holzkreisscheibe S so beweglich, daß sie in verschiedene zum Horizont geneigte Lagen

festgestellt werden kann. An ihr ist der in Grade geteilte Halbkreis G befestigt. Der von H getragene Zeiger Z gibt die Neigung gegen die Vertikale an. Eine Seite (n) der Holzscheibe ist rot, die andere (s) blau angestrichen. Durch die Scheibe S sind in der Richtung von s gegen n 39 Nadeln senkrecht hindurchgesteckt, welche unten (an der Nordseite) Pfeilspitzen tragen. Die Nadeln stehen möglichst gleichweit voneinander ab, sind also durch die Mittel- und Eckpunkte von regulären Sechsecken hindurchgeführt. Da die Fläche der Scheibe 78 cm^2 Inhalt hat, so kommt auf je 2 cm^2 je eine Nadel. Stellt man das Modell so auf, daß die Nadeln der Richtung der magnetischen Meridianebene parallel sind und das rote Ende gegen den geographischen Norden gekehrt ist, neigt man endlich die Scheibe um einen der Inklination gleichen Winkel gegen die Vertikale, so stellen die unter demselben Winkel gegen den Horizont schräg nach unten weisenden Nadeln das Vektorenfeld des Erdmagnetismus nach Richtung, Richtungssinn und Intensität dar.

Drittes Kapitel.

Abbildung von Kraftfeldern.

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, wie man magnetische Felder in absolutem Maße ausmessen kann. Wir gehen jetzt zu ihrer bildlichen Darstellung über. In der Technik ist die große Bedeutung konstruktiver Behandlung zahlreicher Aufgaben längst erkannt worden; die zeichnerischen Verfahren haben daher hier eine außerordentlich weitgehende systematische und methodische Ausbildung erfahren. Zur konstruktiven Ermittelung der in einem Fachwerk, einer Brückenkonstruktion, einer Balkenlagerung oder einem Mauerwerke wirkenden mechanischen Kräfte hat sich ein eigener Zweig der Mechanik, die „Graphostatik" entwickelt. Nichts ist instruktiver, als auch einmal den Verlauf der magnetischen Kräfte für einige einfache, aber typische Fälle konstruktiv zu verfolgen; man gewinnt dadurch einen Einblick in die Struktur wichtiger Kraftfelder und namentlich in die quantitativen Eigenschaften derselben, wie er weder durch Feilichtbilder noch durch Formeln erzielt werden kann. Besonders erfährt der dem Anfänger gewöhnlich nicht leichte Begriff des „Vektorenfeldes" vgl. § 50 S. 59 eine willkommene Erläuterung und Veranschaulichung. Es ist daher dringend zu empfehlen sich einmal der kleinen Mühe derartiger Konstruktionen zu unterziehen; wird doch ohnehin das „Zeichnen" im physikalischen Unterrichte gegenüber dem „Rechnen" nur allzusehr vernachlässigt. Es wird sich in diesem Kapitel außerdem Gelegenheit darbieten, einige wichtige neue Begriffe der neueren Theorien einzuführen und an der Hand der Diagramme selbst näher zu erläutern.

63. Das unipolare Feld. — Die Kraftlinien eines an einem langen dünnen Magnetstabe wenigstens angenähert realisierbaren einzelnen Poles vgl. § 21 S. 17 strahlen geradlinig, gleichförmig nach allen Seiten von dem Pole aus und haben in derselben Entfernung r vom Pole überall die gleiche Dichte, da die Feldstärke $\mathfrak{H} = m \cdot 1/r^2$ nach der in § 51 S. 59 getroffenen Übereinkunft zugleich die Zahl der Kraftlinien pro cm^2 senkrecht zur Kraftlinienrichtung gestellter Flächen bezeichnen sollte. Das Bild des unipolaren Kraftfeldes würde also durch einen Punkt gegeben sein, von dem Strahlen radiär nach allen Seiten hin in gleicher Dichte ausstrahlen (+ Pol), oder gegen den solche Strahlen von allen Seiten her gleichmäßig konvergieren (— Pol). In der Ebene abgebildet würde dieses Strahlen-

bündel zu einer Schar von Geraden führen, welche von einem Punkte, dem Bilde des Poles, ausgehen oder zu ihm hingehen.

Hier würde die Dichte der Linienschar nicht mehr gleichmäßig um den Polpunkt herum verteilt sein. Denken wir uns etwa das Raumbild der Kraftlinien auf eine durch den Pol gehende Ebene projiziert, so würden die Projektionen nicht überall mehr die Ebene gleich dicht bedecken. Der Abbildungsmodus ist hier bis zu einem gewissen Grade willkürlich, wenn die in Wirklichkeit geradlinigen Kraftlinien nur im Bilde auch als gerade Linien erscheinen.

Wir können also in dem ebenen Bilde des Feldes noch irgend eine Beziehung mit zum Ausdruck bringen, deren Betonung uns wichtig erscheint; welche Beziehung dies am zweckmäßigsten ist, wird weiter unten in § 66 erläutert werden.

64. Zeichnen einer einzelnen Kraftlinie des bipolaren Feldes. — Zwei Pole N und S von der Stärke $+ m$ bzw. $- m$ Polstärke-

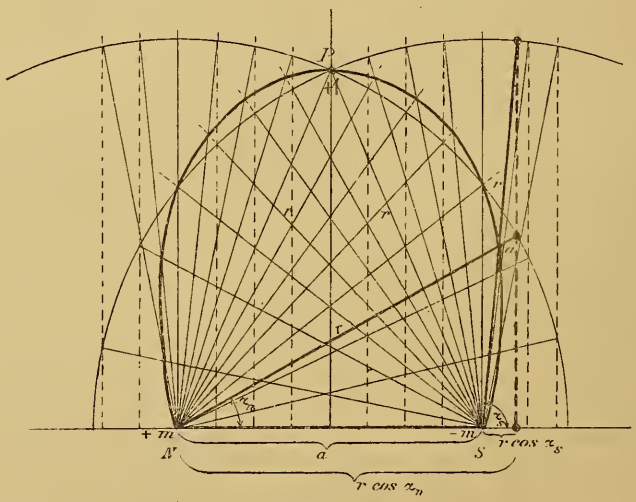


Fig. 37.

einheiten (Fig. 37), die einen gegenseitigen Abstand a haben, also einen Magneten vom Momente $\mathfrak{M} = m a$ bilden, mögen Träger des zu konstruierenden Feldes sein. Den ungefähren Kraftlinienverlauf veranschaulichte für diesen Fall das Feilichtbild Fig. 17 S. 32; in § 53 S. 61 wurde die Stärke des Feldes für die axiale und für die äquatoriale Richtung für beliebige Entfernungen berechnet. Wir wollen von irgendeinem Punkte P der Mittelsenkrechten ausgehen, in dem wir uns den Einheitspol $+ 1$ befindlich denken. Hier verläuft die resultierende magnetische Kraft aus Symmetriegründen (vgl. auch die Fig. 32 S. 62) offenbar rechtwinkelig zu dieser Mittelsenkrechten selbst und zwar bei P in der Richtung von links nach rechts hin. Um nun auch andere Punkte derselben Kraftlinie, die durch P geht, zu finden, schlägt man nach Roget (1831) mit den gleichen Entfernungen $N P = S P = r$ Kreise um N bzw. S.

Diese Kreise schneidet man durch Gerade, die senkrecht zur Stabachse stehen und die entweder wie die in der Figur gestrichelt gezeichneten Linien in gleichen, oder aber auch in beliebigen Abständen gezeichnet werden können. Nun zieht man je einen Radius von N und einen von S nach je einem Schnittpunkte derselben vertikalen Hilfslinie mit je einem der Kreise; wo diese Radien sich schneiden liegt je ein Punkt der Kraftlinie.

Um einzusehen, daß die auf diese Weise erhaltenen in Fig. 37 etwas stärker markierten Punkte wirklich auf der durch N, P und S bestimmten Kraftlinie liegen, braucht man nur neben eine der benutzten vertikalen Hilfslinien ganz dicht eine andere, parallele zu legen, wie dies in der Fig. 37 auf der rechten Seite neben der stärker gezeichneten gestrichelten Vertikallinie geschehen ist. Die beiden zur ersten Linie gehörenden stark ausgezogenen Radien $r\,r$ bestimmen an der Stelle a einen Kurvenpunkt; die beiden Nachbarradien, welche den Schnittpunkten der Nachbarsenkrechten entsprechen, werden durch ihren gegenseitigen Schnittpunkt an der Stelle a einen dem ersten benachbarten Punkt der Kurve, d. h. beide Paare von Radien ein Kurvenelement der gesuchten Kraftlinie bestimmen. Dieses wird als geradlinig angesehen werden können, wenn die zu seiner Erzeugung benutzten Senkrechten sehr dicht beieinander gelegen sind. Alsdann kann die kleine, von den zwei Radienpaaren eingeschlossene Figur bei a aber als Parallelogramm betrachtet werden, und der Beweis, daß das gefundene Kurvenelement einer Kraftlinie angehört, läuft dann einfach darauf hinaus, zu zeigen, daß die Richtung der in der Figur gezeichneten Diagonale wirklich mit der Richtung der Resultanten der von N auf den Einheitspol ausgeübten abstoßenden und der von S ausgehenden anziehenden Kraft zusammenfällt. Dieser Beweis soll weiter unten in § 74 gegeben werden, und zwar für einen Fall, bei dem im wesentlichen dasselbe Konstruktionsprinzip benutzt wird. Da die betrachtete Kurvenstelle ganz beliebig gewählt war, wird die gewonnene Erkenntnis für alle Elemente der Kurve gelten, die man erhält, wenn man die gefundenen Einzelpunkte durch einen kontinuierlichen Kurvenzug verbindet.

Je enger man die vertikalen Hilfslinien zieht, um so mehr Kurvenpunkte kann man durch die Konstruktion festlegen, um so genauer wird das zeichnerische Abbild den gesuchten Kraftlinien gleichen.

Es ist nicht schwer aus der Figur auch die „Gleichung der Kraftlinie" abzulesen. Bezeichnet man die Winkel, welche die von N bzw. S ausgehenden paarweise zusammengehörenden Radien r, r mit der magnetischen Achse bilden, mit α_n bzw. α_s, und projiziert man diese Radien auf die Achse, so bedecken ihre Projektionen hier die Längen $r \cdot \cos \alpha_n$ bzw. $r \cdot \cos \alpha_s$. Aus der Figur ist unmittelbar ersichtlich, daß

$$r \cdot \cos \alpha_n = a + r \cdot \cos \alpha_s$$

oder

$$\cos \alpha_n - \cos \alpha_s = \frac{a}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

ist. Hier hat man eine einfache analytische Beziehung zwischen den genannten Winkeln, die zu jedem α_n dasjenige α_s zu berechnen gestattet, welches mit α_n zusammen den zugehörigen, als Schnittpunkt der um α_n bzw. α_s geneigten Fahrstrahlen bestimmten Kurvenpunkt ergibt. Die Beziehung stellt also die Gleichung der Kurve im gewöhnlichen Sinne dar. Durchlaufen die Winkel Werte von 0 bis 2π, so erhält man alle Punkte der Kurve. Geht man von einem anderen Punkte P, also anderen Werten von r aus, so erhält man eine andere Kraftlinie; die Größe r stellt also das dar, was man den „Parameter" der zu zeichnenden Kurvenschar nennt, während die Größe a charakteristisch für das ganze Kraftliniensystem ist.

Unsere Zeichnung stellt den Kraftlinienverlauf zunächst nur in einer Ebene dar; denkt man sich aber die Figur um die Achse gedreht, so geben die einzelnen Linien auch den räumlichen Verlauf der Kraftlinien an.

65. Kraftlinienbündel im bipolaren Felde. — Die folgende von Andreas Miller[1] angegebene Methode gestattet für eine größere Reihe von Feldpunkten unmittelbar die Richtung der magnetischen Kraft anzugeben.

Apollonischer Kreis!

Bekanntlich sind die geometrischen Orte aller Punkte P Fig. 38, deren Abstände e_n bzw. e_s von zwei festen Punkten N und S dasselbe Verhältnis $k = e_s / e_n$ haben, in der Ebene Kreislinien, im Raume Kugeloberflächen, deren Mittelpunkte auf der durch N und S gehenden Geraden liegen.

Denn legt man durch NS die X-Achse, durch die Mitte O von NS die Y-Achse eines rechtwinkeligen Koordinatensystems und ist der Abstand von N und S gleich a, so drücken sich die Abstände e_s bzw. e_n in den Koordinaten x, y des Punktes P offenbar wie folgt aus:

$$e_s^2 = (a/2 - x)^2 + y^2 \qquad e_n^2 = (a/2 + x)^2 + y^2,$$

so daß die genannte Bedingung $k^2 = e_s^2 / e_n^2$ zu der Beziehung:

$$\left(\frac{a}{2} - x\right)^2 + y^2 = k^2 (a/2 + x)^2 + k^2 \cdot y^2 \text{ oder } x^2 - 2x \frac{a}{2} \frac{1+k^2}{1-k^2} + y^2 = -\left(\frac{a}{2}\right)^2$$

zwischen x und y führt, eine Gleichung, die offenbar einen Kreis darstellt. Vergleicht man mit ihr die allgemeine Gleichung eines Kreises mit den Mittelpunktskoordinaten m, n und dem Radius r: $(x-m)^2 + (y-n)^2 = r^2$, so erkennt man, daß die Ordinate des Mittelpunktes $n = o$ sein, der Kreismittelpunkt also in unserem Falle auf der durch NS gehenden Abszissenachse selbst liegen muß; für $m$und r erhält man die Werte:

$$m = \frac{a}{2} \cdot \frac{1+k^2}{1-k^2} \quad . \quad . \quad . \quad (19) \qquad r = a \frac{k}{1-k^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Die folgende, der genannten Arbeit von A. Miller entnommene kleine Tabelle enthält für verschiedene Werte von k die entsprechenden Werte von m, r und einer weiter unten zu erläuternden Größe ξ in Bruchteilen der Länge a ausgedrückt.

k	m	r	ξ	k	m	r	ξ
0,0	0,500	0,000	0,500	0,6	1,063	0,938	0,776
0,1	0,510	0,101	0,501	0,7	1,461	1,373	1,022
0,2	0,542	0,208	0,508	0,8	2,278	2,222	1,549
0,3	0,599	0,330	0,528	0,9	4,763	4,737	3,190
0,4	0,691	0,476	0,568	1,0	∞	∞	∞
0,5	0,833	0,667	0,643				

Mit Hilfe dieser Tabelle sind für jedes gegebene a die entsprechenden Kreise leicht zu zeichnen. Dem Werte $k = 0{,}0$ entsprechen die Polpunkte selbst, dem Werte $k = 1{,}0$ entspricht die durch O gehende Mittelsenkrechte, für welche ja in der Tat immer $e_s = e_n$ ist. So wurde die Figur ursprünglich in einem Maßstabe gezeichnet, bei dem $a = 100$ mm betrug. Für die Mittelpunktsentfernung z. B. des 6. Kreises, auf welchem der Aufpunkt (vgl. § 53 S. 61) P angenommen ist, ergibt sich dann aus der Tabelle ein $m_6 = 106{,}3$ mm.

[1] Andreas Miller, Das magnetische Kraftfeld eines bipolaren Stabes. Programm der kgl. Ludwigs-Kreisrealschule, München 1897.

In dieser Entfernung wurde vom Punkte M_6 aus ein Kreis mit dem Radius $r_6 = 93{,}8$ mm gezeichnet; auf diesem Kreise liegen alle Punkte, für welche k denselben Wert 0,6 hat. Auf der anderen Seite liegt ein gleich großer Kreis in derselben Entfernung von O, für welchen $e_n / e_s = 0{,}6$ ist. In ähnlicher Weise sind die anderen Kreise konstruiert worden. Die Textfigur stellt eine Verkleinerung des ursprünglichen Diagramms im Maßstabe von ungefähr 1 : 2,5 dar.

Denkt man sich die ganze Figur um die Achse NS gedreht, so beschreiben alle Kreise Kugelflächen, deren sämtliche Punkte das entsprechende Abstandsverhältnis von den beiden Polpunkten N und S haben.

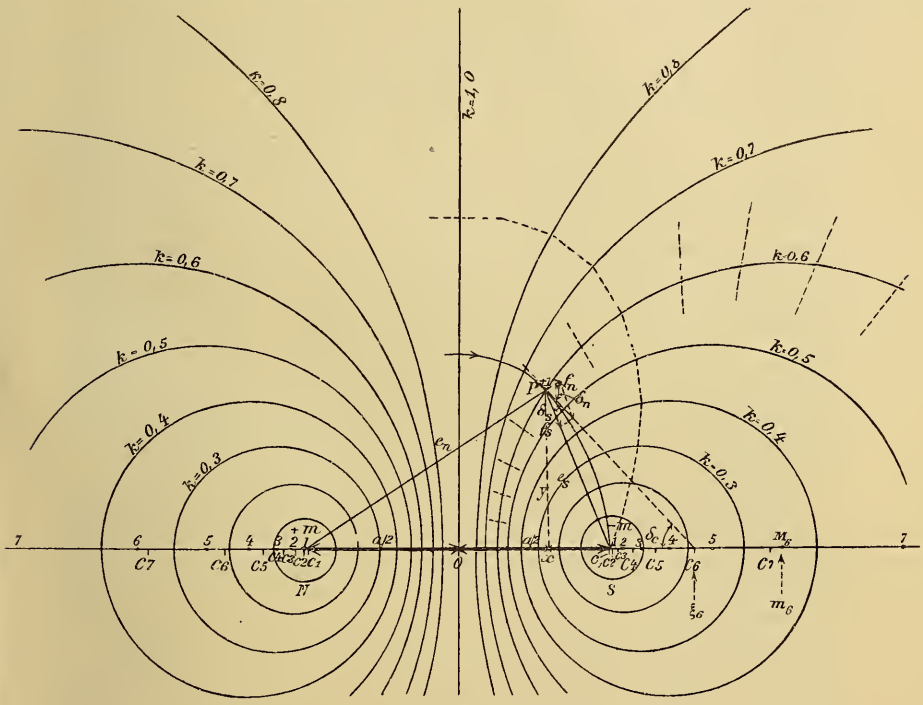


Fig. 38.

Sind in N und S entgegengesetzt gleiche Polaritäten im Abstande a voneinander angebracht, so werden auf den an irgend eine Stelle P des Feldes gebrachten Einheitspol + 1 die Kräfte $f_n = +m/e_n^2$ und $f_s = -m/e_s^2$ ausgeübt, deren entgegengesetztes Vorzeichen in der Figur richtig zum Ausdruck gebracht ist, insofern f_n als abstoßende, f_s als anziehende Kraft eingezeichnet ist. Die Resultante dieser Kräfte bildet mit den Kraftrichtungen Winkel δ_n und δ_s, deren Sinus (nach dem Sinussatze) ein Verhältnis aufweisen:

$$\frac{\sin \delta_s}{\sin \delta_n} = \frac{f_n}{f_s} = \frac{e_s^2}{e_n^2} = k^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Diese Resultante treffe genügend verlängert die Achse in einem Punkte C (in dem speziellen Falle der Figur in C_6) in einem Abstande von der Stabmitte O von ξ cm, so daß also $OC = \xi$ sei. Der Winkel, den die Resultante hier mit der Stabachse bildet, sei δ_c. Dann ergibt der Sinussatz auf die Dreiecke: PCS und PCN angewendet:

$$\frac{\sin \delta_c}{\sin \delta_s} = \frac{e_s}{\xi - a/2}, \qquad \frac{\sin \delta_c}{\sin \delta_n} = \frac{e_n}{\xi + a/2}$$

oder beim Dividieren:

$$\frac{\sin \delta_n}{\sin \delta_s} = \frac{\xi + a/2}{\xi - a/2} \cdot \frac{e_s}{e_n}$$

und beim Multiplizieren mit Gleichung (21)

$$1 = k^2 \cdot \frac{\xi + a/2}{\xi - a/2} \cdot k \quad \text{oder} \quad \xi = \frac{a}{2} \cdot \frac{1 + k^3}{1 - k^3} \quad . \quad . \quad (22)$$

Alle Punkte also, welche dasselbe k haben, d. h. auf derselben Kugel wie P (in unserem speziellen Falle der Kugel $k = 0{,}6$) liegen, haben auch dasselbe ξ, d. h. für sie alle ist die Resultierende der magnetischen Kräfte des Bipols und damit der durch sie hindurchgehenden Kraftlinien gegen denselben Punkt C hin gerichtet. Hat man also die durch P gehende Kugeloberfläche, deren sämtliche Punkte dasselbe k haben, konstruiert, so kennt man ein ganzes Bündel von Kraftlinienelementen; die Tangenten an die Kraftlinien durch sämtliche auf der Kugel liegende Punkte strahlen von dem Punkte C aus, der wohlgemerkt nicht mit dem Kugelmittelpunkte M zusammenfällt, sondern näher als dieser am Magnetstabe liegt.

In der oben gegebenen Tabelle sind für die verschiedenen k-Werte auch die entsprechenden Werte von ξ, wiederum in Bruchteilen von a ausgedrückt, mitgeteilt. Ihnen entsprechend sind in die Figur die Punkte C_1, C_2 usw. eingezeichnet. Um also beispielsweise für die verschiedenen Punkte des Kreises $k = 0{,}6$ die Tangentenrichtungen der durch diese Punkte gehenden Kraftlinien zu erhalten, braucht man nur Linien von C_8 aus durch diese Punkte zu ziehen, wie dies die gestrichelten Linien an einigen Stellen von $k = 0{,}6$ andeuten.

Um den Verlauf einer beliebigen Kraftlinie zu verfolgen, geht man etwa von einem Punkte der Mittelsenkrechten aus; hier verlaufen alle Kraftlinien senkrecht zu dieser Linie ($m = \infty$, $\xi = \infty$ und $r = \infty$); man geht bis zu dem Kreise $k = 0{,}9$ (in der Figur nicht gezeichnet) in dieser Richtung voran und folgt dann der Richtung nach C_9 hin, hierauf nach C_8 hin und so fort und wird dadurch in einer sich immer mehr nach s hin umbiegenden Kurve schließlich in diese Senke hineingeführt, einer Kurve, welche den Verlauf der entsprechenden Kraftlinie um so treuer wiedergibt, je mehr Individuen des Kreisbüschels man dem Diagramm zugrunde legt. Ganz analoge Betrachtungen gelten für die andere Seite.

66. Kraftröhren und Kraftfluß. — Bei den bisherigen Konstruktionen wurde in den Diagrammen nur die Richtung und der Richtungssinn der Kraftlinien zum Ausdruck gebracht. Sollen die Bilder aber auch noch die Stärke des Feldes an jeder Stelle erkennen lassen, so müssen sie etwas anders angelegt werden. Faraday und Maxwell haben eine Reihe wichtiger Hilfsbegriffe eingeführt, welche zur übersichtlichen Beschreibung, insbesondere aber auch zur

graphischen Darstellung der Feldzustände sehr geeignet sind; es sind dies die Begriffe der Kraftlinienbündel, Kraftröhren und des Kraftflusses. Sie haben zunächst rein geometrische Bedeutung und dienen dazu den Feldraum in geeigneter Weise abzugliedern. Ihre Bedeutung liegt darin begründet, daß sie unmittelbar aus der allen neueren Theorien zugrunde liegenden Vorstellung der Kontinuität der Feldzustände hervorgehen, so daß sie sich naturgemäß als notwendige Hilfsbegriffe aller dieser Theorien ergeben.

Bisher wurden nur einzelne Kraftlinien für sich ins Auge gefaßt; nun soll eine größere Zahl von nebeneinander in angenähert gleicher Richtung verlaufenden Linien zugleich betrachtet werden. Wären die Kraftlinien in aller Strenge nur nach einer Richtung ausgedehnte Linien, so würde aus der Zusammenfassung von mehreren nie ein auch der Quere nach ausgedehntes Gebilde entstehen. Sie beschreiben aber den Verlauf gewisser Zustände, welche unter anderem die in § 30 S. 28 näher erläuterten Druck- und Zugspannungen im Medium veranlassen. Diese Zustände sind nur innerhalb eines gewissen, wenn auch kleinen Raumes denkbar.[x] Durch Aneinanderlegen vieler Kraftlinien entsteht also ein dickerer Kraftlinienstrang, ein sogenanntes „Kraftlinienbündel“ von endlichem Querschnitte. In ihm sind Kraftlinien vereinigt, welche benachbarte Teile des Raumes durchziehen; ist das Bündel von kleinem Querschnitte, so können wir annehmen, daß alle in ihm enthaltenen einzelnen Linien dieselbe Richtung haben. Ein bestimmtes Kraftlinienbündel bleibt im Felde während seines ganzen Verlaufes aus denselben Kraftlinien zusammengesetzt; nur an Magnetpolen selbst können solche aus dem Bündel aus- oder neue in dasselbe eintreten. Ist der Querschnitt des Bündels klein, so spricht man auch von einem „Kraftfaden“.

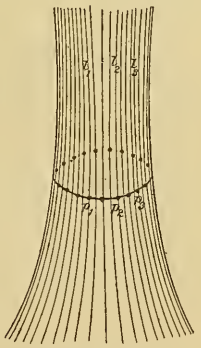


Fig. 39.

Denken wir uns nun in dem Magnetfelde irgendwo eine in sich zurücklaufende, einfach zusammenhängende und sich in der Kraftlinienrichtung nicht selbst überdeckende Linie (Fig. 39) gelegt, und die durch die einzelnen Punkte p_1, p_2, p_3 ... derselben hindurchgehenden Kraftlinien l_1, l_2, l_3 ... besonders hervorgehoben. Alle Linien umschließen in ihrer Gesamtheit einen röhrenförmigen Raum, der ein Kraftlinienbündel enthält; auf seinem äußeren Mantel liegen die Punkte p_1, p_2, p_3 ... und damit die Linie, von der wir ausgingen. Die einzelnen Mantellinien sind unsere Kraftlinien l_1, l_2, l_3 ... Eine solche von Kraftlinien eingehüllte Röhre nennen wir eine Kraftröhre.

Maxwell nennt sie Sphondyloide (vom griechischen *σφόνδυλος*, der Wirbelknochen des Rückgrats, so daß Sphondyloid also eigentlich einen markröhrenähnlichen Raum bedeutet). Bei der Vorstellung des Markes, als Sitz der Kraft genommen, konnte Maxwell also in der Tat diese röhrenförmigen Raumgebilde so benennen. Der von ihm und anderen englischen Autoren in dem gleichen

[x] Die „Kraftlinien“ sind also keine „geometrischen“ Linien!

allgemeinen Sinne vielfach gebrauchten Bezeichnung „Solenoid" wollen wir eine andere, ganz bestimmte Bedeutung beilegen, siehe weiter unten im übernächsten Paragraphen.

In solche Kraftröhren können wir uns das ganze Feld zerlegt denken. Sie gehen von den Nordpolen aus zu den Südpolen hin, gerade wie die Kraftlinien selbst; wo diese auseinander weichen, die Feldintensität also nach § 51 S. 59 schwächer wird, nimmt der Röhrenquerschnitt zu, wo sie zusammentreten und durch ihre größere Dichte eine erhöhte Feldintensität anzeigen, schnürt sich die Kraftröhre zusammen. Denn sowohl ihr Mantel wie ihr Kern besteht immer aus denselben Kraftlinien.

Da aber im freien Felde, also dort, wo weder Quellen noch Senken vorhanden sind, Kraftlinien weder neu auftreten noch verschwinden, so geht durch jeden Querschnitt derselben Kraftröhre stets dieselbe Anzahl von Kraftlinien hindurch. Die Zahl dieser Einzelkraftlinien ist eine für die Röhre charakteristische Größe; sie läßt sich leicht berechnen. Ist $\mathfrak{H}$ die Feldintensität an einer Stelle des Feldes, welche von einer bestimmten Kraftröhre umschlossen wird, so ist nach § 51 S. 59 $\mathfrak{H}$ zugleich die Anzahl Kraftlinien, welche die Flächeneinheit an dieser Stelle senkrecht trifft. Ist der Röhrenquerschnitt daselbst Q cm^2, so gehen durch diesen zur Kraftlinienrichtung senkrecht gedachten Querschnitt $\mathfrak{H}\,Q$ Kraftlinien hindurch.

Schon früher hatten wir bei der Beschreibung des Kraftlinienverlaufes Bezeichnungen benutzt, welche den Erscheinungen der Flüssigkeitsbewegungen entnommen waren; sie eignen sich besonders deshalb dazu, weil der Kraftlinienverlauf dieselbe Kontinuität wie Flüssigkeitsströmungen zeigt. Dieser Analogie ist auch die folgende Bezeichnung entsprungen:

Man nennt das Produkt von Feldintensität $\mathfrak{H}$ mal Kraftröhrenquerschnitt Q den Kraftfluß durch die Röhre an der Stelle des Querschnittes Q:

$$E = \mathfrak{H}\,Q. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Dabei ist die „Kraft" nicht als etwas Fließendes gedacht; nur ihre von Stelle zu Stelle vermittelte kontinuierliche Verbreitung durch das Zwischenmedium, in dem sich das Feld ausbildet, soll mit dem Worte Kraftfluß angedeutet sein.

Da $\mathfrak{H}$ durch die Kraftlinienzahl pro cm^2 gemessen wird, so ist $E = \mathfrak{H}\,Q$ die Zahl der in der Röhre enthaltenen Kraftlinien.

67. Satz von der Erhaltung des Kraftflusses. — Ist der Kraftfluß durch eine Röhre an einer Stelle $E = \mathfrak{H}\,Q$ und ist an einer anderen Stelle der Querschnitt Q' (z. B. größer als Q), die Feldstärke $\mathfrak{H}'$, so ist der Kraftfluß daselbst $E' = \mathfrak{H}'\,Q'$.

Befinden sich zwischen den beiden Stellen keine Quellpunkte oder Sinkstellen, also keine Pole mehr, so sind unterwegs nach der Definition der Kraftröhre keine Kraftlinien in die Röhre ein- oder aus ihr ausgetreten. Dieselbe Kraftlinienzahl, welche vorher den

Querschnitt Q durchsetzte, verbreitet sich jetzt über die Fläche Q'; auf die Flächeneinheit kommen hier also im Verhältnis $Q:Q'$ weniger Kraftlinien, die Feldstärke $\mathfrak{H}'$ ist in demselben Maße kleiner geworden, wie Q' größer geworden ist, es ist also

$$\mathfrak{H}' Q' = \mathfrak{H} Q \quad \text{oder} \quad E' = E.$$

Der Kraftfluß einer Röhre ändert sich nicht zwischen Querschnitten, welche keine Pole enthalten. Der Kraftfluß bleibt erhalten. Die an irgend einer Stelle ermittelte Zahl $E = \mathfrak{H} Q$ gilt für die ganze Röhre, E ist eine für jede Kraftröhre charakteristische Größe.

In dem hydrodynamischen Analogon würde E die Durchflußmenge pro Zeiteinheit darstellen. Ist die Flüssigkeit inkompressibel, so fließt durch jeden Querschnitt einer Rohrleitung dieselbe Menge; $\mathfrak{H}$ würde durch die Geschwindigkeit repräsentiert sein.

68. Maxwell's Einheitssolenoide. — Kraftröhren, durch welche der Kraftfluß $E = 1$ hindurchgeht, werden Einheitsröhren genannt. Maxwell führte die Bezeichnung „Solenoid" ein (von $\sigma\omega\lambda\acute{\eta}\nu$, Röhre); wir wollen diese Bezeichnung speziell auf Kraftröhren vom Kraftflusse 1 anwenden und sprechen daher von „Einheitssolenoiden" oder kurz „Solenoiden". Durch eine solenoidale Zerlegung des Feldes kann man sich in bequemer Weise einen Überblick über die Feldstärkeverteilung verschaffen. Die Solenoide brauchen nicht, wie in Fig. 39, kreisförmigen Querschnitt zu haben; jedes durch beliebige Scheidewände begrenzte Raumstück kann als Solenoid gelten, wenn nur auf seinen Wänden überall Kraftlinien liegen und durch dasselbe der Kraftfluß 1 hindurchgeht.

Da durch jedes Solenoid der Kraftfluß 1 sich ausgleicht, so sind die Querschnitte dieser Solenoide in cm² dem Reziproken der Feldstärke unmittelbar gleich; wo diese abnimmt, werden sie weiter, sie verengen sich in dem Maße, als die Feldstärke an einer Stelle wächst. Da ferner ein + Pol von der Stärke m nach unserer Festsetzung $4\pi m$ Kraftlinien entsendet, sein gesamter Kraftfluß also auch $4\pi m$ ist, so gehen von ihm auch $4\pi m$ Solenoide aus. Diese zeigen uns also ebenfalls nach § 51 S. 60 die Ergiebigkeit der einzelnen Quellpunkte und den Konsum der Sinkstellen im Felde direkt an.

69. Induktionsröhren und Induktionsfluß. — Wenn ein Teil des Feldraumes von einem Medium von höherer Permeabilität erfüllt ist als ein anderer, so drängen sich nach § 36 S. 38 Fig. 23 und § 46 S. 51 die Kraftlinien zusammen, so daß die Kraftlinienzahl $\mathfrak{H}$ pro cm² in dem Medium von der Permeabilität μ in die Zahl $\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$, der sog. magnetischen Induktion § 52 S. 60 übergeht; der Vektor $\mathfrak{B}$ hat dieselbe Richtung wie $\mathfrak{H}$. Liegt der Feldraum also nicht gerade im absoluten Vakuum, was doch im allgemeinen nicht der Fall ist, so wird die magnetische Kraft an jeder Stelle nicht durch $\mathfrak{H}$, sondern durch $\mathfrak{B}$ nach Größe und Richtung dargestellt.

Ziehen wir Linien, deren Tangentenrichtung in jedem Punkte

mit der Richtung der magnetischen Induktion zusammenfällt, so erhalten wir die sog. „Induktionslinien“. Wie bei den Kraftlinien mißt die Zahl der durch die Flächeneinheit gehenden Linien die Stärke der Induktion. Jedes von Induktionslinien vollkommen umhüllte röhrenartige Gebilde können wir als „Induktionsröhre“ bezeichnen.

Das Produkt von Induktion $\mathfrak{B}$ mal dem Röhrenquerschnitt Q wird nach Analogie des Kraftflusses als „Induktionsfluß“ F zu bezeichnen sein: $F = \mathfrak{B}\, Q$. Da alle Medien eine bestimmte, von der des Vakuums im allgemeinen verschiedene Permeabilität μ besitzen, so hat man es in Wirklichkeit immer mit Induktion zu tun und wir können in einem Felde eigentlich nur Induktionsröhren zeichnen. Nur wenn wir für ein Medium $\mathfrak{B} = \mathfrak{H}$ setzen dürfen, geht der Induktionsfluß in den Kraftfluß über; da dies bei schwach magnetisierbaren Substanzen, z. B. Luft mit großer Annäherung möglich ist, dürfen wir die folgenden Diagramme als Kraftflußdiagramme bezeichnen.

Der Induktionsfluß $F = \mathfrak{B}\, Q$, der innerhalb derselben Induktionsröhre konstant ist, hat nach § 52 S. 61 die Dimension

$$\dim F = \mathrm{cm}^{-1/2}\ \mathrm{gr}^{1/2}\ \mathrm{sek}^{-1}. \quad \mathrm{cm}^2 = \mathrm{cm}^{3/2}\ \mathrm{gr}^{1/2}\ \mathrm{sek}^{-1},$$

also dieselbe Dimension wie die Polstärke, vgl. § 47 S. 53. Die Einheit des Induktionsflusses nennt man 1 Maxwell.

70. Kraftflußdiagramme. — Wir wollen für einige spezielle Fälle die in den letzten Paragraphen angedeutete Zerlegung eines Feldes in Induktionsröhren bzw. wenn wir den Feldraum von Luft erfüllt denken, in Einheitssolenoide vornehmen. Richten wir die Anordnung der Scheidewände so ein, daß wir die Querschnitte leicht berechnen können, so geben uns die Solenoide ein bequemes Mittel, auch die Feldstärken an jeder Stelle in absolutem Maße zu bestimmen. Eine gewisse Schwierigkeit tritt nur dann auf, wenn wir die Raumfigur des Feldes in einer Ebene abzubilden versuchen. Am einfachsten entwirft man ein Querschnittsdiagramm, aus dem die Feldstruktur durch Rotation um eine geeignet gewählte Achse hervorgeht.

Solche Diagramme sind von J. Cl. Maxwell in seinem berühmten Lehrbuche der Elektrizität und des Magnetismus beschrieben worden.[1] Die folgende Darstellung schließt sich an diejenige an, welche Leop. Pfaundler in der 9. Auflage des trefflichen von ihm neu bearbeiteten Müller-Pouillet'schen Lehrbuches der Physik und Meteorologie im 3. Bande (Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1888—1900) gegeben hat.

71. Diagramm des unipolaren Feldes. — Ein Pol von der absoluten Stärke $m = 24/4\pi = 1{,}910$ Einheiten befinde sich in einem homogenen Medium von der Permeabilität 1. Nach § 51 sendet er $4\pi m = 24$ Kraftlinien aus; der von ihm ausgehende gesamte Kraftfluß beträgt nach § 68 ebenfalls 24 absolute Einheiten.

[1] J. Cl. Maxwell, Treatise on Electricity and Magnetism, deutsch als „Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus“ von B. Weinstein, I. Bd. S. 179 § 123 flg. (Berlin, Springer 1883).

Denn ist die Feldstärke in der Entfernung 1 gleich $\mathfrak{H}_1$, so quillt hier durch die Oberfläche der Einheitskugel, deren Größe $Q = 4\pi$ ist, gleichmäßig nach allen Seiten der Kraftfluß $E = 4\pi\,\mathfrak{H}_1$ hervor; es ist aber $\mathfrak{H}_1 = 1 \cdot m / 1^2$, also $E = 4\pi\,m$. Dieser Kraftfluß bleibt aber erhalten, da kein anderer Pol weiter vorhanden ist; er ist es, der auch den entfernter gelegenen Feldstellen zuströmt.

Wir müssen daher den Außenraum des Magnetpoles derart in 24 Einzelräume zerlegen, daß durch jeden hindurch ein Kraftfluß

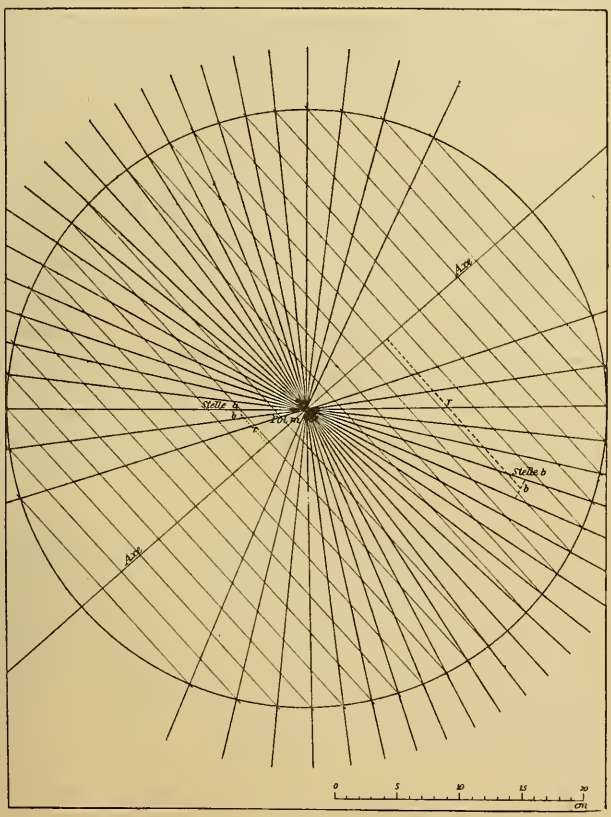


Fig. 40.

$E = 1$ geht. Die Abbildung dieser Einteilung in der Ebene veranschaulicht Fig. 40. Wir legen durch den Pol $m = 1{,}910$ Einheiten eine irgendwie gerichtete gerade Linie als Achse und zeichnen um m einen Kreis mit beliebigem Durchmesser. Den Achsendurchmesser teilen wir in ebenso viele gleiche Teile als der gesamte von m ausgehende Kraftfluß Einheiten besitzt, in unserem Falle also in 24. Durch jeden Teilpunkt legen wir eine Senkrechte zu der Achse und verlängern sie bis zum beiderseitigen Schnitte mit der Kreislinie. Durch diese Schnittpunkte ziehen wir Strahlen von

m aus. Sie repräsentieren einige von den allseitig von m ausgehenden Kraftlinien. Denken wir uns die ganze Figur um die Achse gedreht, so beschreibt der Hilfskreis die Oberfläche einer Kugel, die gezeichneten Strahlen aber die Oberflächen von ineinander geschobenen Kegeln, welche den Raum in einzelne konzentrische Fächer zerlegen. Auf der Kugeloberfläche schneiden diese Kegel Zonen aus, welche nach einem bekannten Satze der Stereometrie untereinander flächengleich sind.

Da sich vom Pole m aus der gesamte Kraftfluß 24 nach allen Seiten hin gleichmäßig verbreitet, jede Flächeneinheit der Kugel also von der gleichen Kraftflußmenge durchsetzt wird, so führt jedes der genannten 24 Fächer genau den Kraftfluß 1 mit sich.

Durch jeden bei der Rotation der Figur um ihre Achse von den gezeichneten 24 Strahlen aus dem Felde ausgeschnittenen Kegelraum geht daher dieselbe Zahl von Kraftlinien nach außen.

In der Figur sind also gerade diejenigen Kraftlinien gezeichnet, welche im Raume an den Grenzen gleichzahliger Kraftlinienbündel liegen. Die Kraftröhren haben hier die Gestalt von Kegelschalen.

72. Bestimmung der Feldstärken nach dem Diagramm. — Ist die Konstruktion im richtigen natürlichen Größenverhältnis gezeichnet, so daß die Längeneinheit uns wirklich in Centimetergröße erscheint, oder kennt man den Maßstab (in der Fig. 40 verjüngt eingezeichnet), so bietet dieses Diagramm den Vorteil, daß man aus ihm die Feldstärken überall mittels des Zirkels und einer kleinen Umrechnung direkt entnehmen kann.

Mißt man an einer Stelle die Breite b des Flächenstreifens zwischen den beiden benachbarten Kraftlinien des Diagramms und den Abstand r dieser Stelle von der Achse, so würde der Streifen, welchen b bei der Rotation der Figur um die Achse beschreibt, die Fläche $2\pi r \cdot b$ haben.

Die die Breite messende Strecke b (vgl. die gestrichelten Linien in der Fig. 40 an den Stellen a und b) steht ja nahezu senkrecht zu den beiden benachbarten von m aus divergierenden Strahlen.

Durch diese Fläche geht der Kraftfluß 1 hindurch, also ist

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{2\pi r\, b} \text{ absolute Einheiten} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

So findet man an der dem Pole $m = 1{,}910$ Einheiten näheren Stelle $a : r = 3{,}4$, b = 0,8 Längeneinheiten durch Abgreifen dieser Strecken mit dem Zirkel auf dem in das Diagramm eingezeichneten Maßstabe. Hieraus berechnet sich $\mathfrak{H}$ zu rund $0{,}059\ \mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$. Der direkte Abstand von dem Pole m ist 5,7 cm. Das Quadratgesetz würde liefern $\mathfrak{H} = 1{,}910\,/\,(5{,}7)^2 = 0{,}059$, also dasselbe. An der weiter entfernten Stelle b ist: $r = 16{,}2$; $b = 1{,}7$ cm; danach $\mathfrak{H} = 0{,}00578\ \mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$. Die direkte Berechnung liefert: $\mathfrak{H} = 1{,}910\,/\,(18{,}2)^2 = 0{,}00577$.

Diese Art, die Feldstärke an jeder Stelle des Feldes aus dem Diagramm zu entnehmen, scheint hier noch keinen besonderen Vorteil zu gewähren. Die Verhältnisse liegen zu einfach; man könnte ebensogut den Polabstand mit dem Zirkel abgreifen und sein Quadrat in die bekannte Polstärke dividieren. Der Wert dieser Methode und Darstellung durch solche Diagramme überhaupt

besteht aber darin, daß sie auch in den komplizierten Fällen anwendbar bleibt, welche durch Kombination verschiedener Felder miteinander entstehen, wie dies das nächste Beispiel sogleich zeigen wird.

An jeder Stelle des Diagramms eines Poles ist bei der gewählten Darstellungsweise die Feldstärke umgekehrt proportional dem Abstande der beiden benachbarten Kraftlinienstrahlen. Statt nur die Begrenzungslinie der Räume zu zeichnen, durch welche die Einheit des Kraftflusses hindurchgeht, können wir unsere Diagramme auch enger anlegen und das Feld in mehr als $4\pi m$ Teile zerlegen.

Wollten wir z. B. in dem durch das Diagramm Fig. 40 dargestellten Falle die Räume zur Abbildung bringen, welche $^1/_{10}$ Kraftflußeinheiten enthalten, so brauchten wir den Durchmesser des Hilfskreises nur in 10 mal so viele, also 240 gleiche Abschnitte zu teilen und die entsprechenden Senkrechten und Strahlen zu zeichnen.

Je enger die Linien nebeneinander von dem Pole auslaufen, um so weniger divergieren sie, um so mehr dürfen wir sie innerhalb kurzer Strecken als einander parallel verlaufend betrachten.

Auch dann ist die Feldstärke in jedem Punkte umgekehrt proportional dem gegenseitigen Abstande zweier benachbarter Diagrammstrahlen.

Ist b' diese Entfernung an einer Stelle im Abstande r' von der Achse, so gibt die Strecke b' bei der Rotation eine Fläche $2\pi r' \cdot b'$. Durch diese geht ein Kraftfluß von $^1/_{10}$ Einheit hindurch, also ist

$$\mathfrak{H} \cdot 2\pi r' b' = \frac{1}{10}, \text{ oder}$$

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{10 \cdot 2\pi r' b'}.$$

73. Diagramm des bipolaren Magnetfeldes. — Zwei gleich starke aber entgegengesetzte Pole seien innerhalb eines homogenen Mediums von der Permeabilität 1 gegeben. Wir wollen ihr Feld, das in Fig. 17 durch Eisenfeilicht dargestellt war, durch ein Diagramm wiedergeben. Der eine Pol N habe die Stärke: $m = +\frac{20}{4\pi} = +\,1{,}592\ \mathrm{cm^{3/2}\,gr^{1/2}\,sek^{-1}}$, der andere Pol S die absolute Polstärke $m = -\frac{20}{4\pi} = -\,1{,}592\ \mathrm{cm^{3/2}\,gr^{1/2}\,sek^{-1}}$. Wir zeichnen zuerst für jeden einzelnen das entsprechende Diagramm (vgl. den unteren Teil der Fig. 41). Der Durchmesser des um jeden Pol herumgelegten Kreises wird in 20 gleiche Teile geteilt, da von jedem Pole der Kraftfluß $4\pi \cdot 1{,}592 = 20$ in das umgebende Medium übergeht. Als Achse benutzen wir dabei die Verbindungslinie der beiden Pole. Die nach den Schnittpunkten der Kreise gezogenen Strahlen geben das Kraftliniendiagramm für jeden Pol. Denkt man sich die ganze Figur um die Achse gedreht, so beschreiben die genannten Strahlen 2 mal 20 sich gegenseitig durchdringende kegelförmige Fächer; durch 20 von ihnen sendet der Pol N je eine Kraftflußeinheit in das Medium hinaus, durch die übrigen 20 zieht der Pol S je eine solche Einheit zu sich heran. Die so abgeteilten Räume müssen ineinander

übergehen, d. h. miteinander verschmelzen, wenn gleichzeitig N als Quellpunkt, S als Sinkstelle in dem Medium wirkt. Wir bringen diese Kombination der beiden Felder in unserem Diagramme zum Ausdruck, wenn wir die Querdiagonalen in den rautenförmigen Figuren ziehen, welche durch das Durchschneiden der Kraftlinien beider Systeme entstehen, wie wir im nächsten Paragraphen näher begründen wollen. Wir erhalten Linien, welche von N ausgehen und sich zu S hinüberschwingen, zunächst freilich gebrochene Linien, die wir

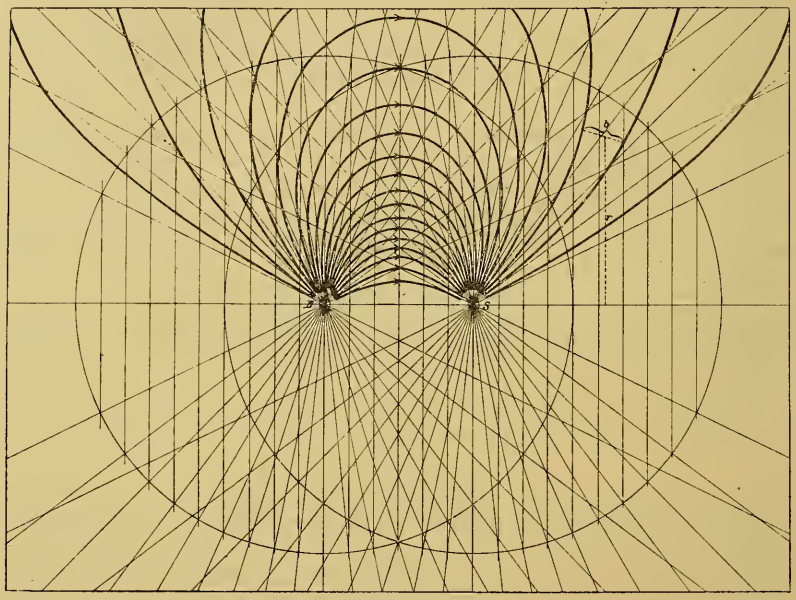


Fig. 41.

aber leicht zu Kurven abrunden können. Ihnen nähern wir uns immer mehr, wenn wir jedes Fach wieder in 10, 100 usw. Fächer abteilen, von denen jedes eine Zehntel, Hundertel u. s. f. Kraftflußeinheit befördert.

Bei der Rotation beschreiben die gezeichneten Kurven 20 schalenförmige Räume, welche sich vom Nordpole nach dem Südpole herüberziehen. Jedes Fach führt eine Kraftflußeinheit vom N-Pole zum S-Pole hinüber; diese Schalen sind die Einheitssolenoide.

Das innerste Solenoid hat spindelförmige Gestalt; eine Spitze desselben liegt bei N, die andere bei S. Das äußerste, 20., geht mit seiner Spitze von N aus nach links und breitet sich ins Unendliche aus; von rechts her kehrt der Kraftfluß dann gewissermaßen wieder aus dem Unendlichen zurück und fließt in dem sich zu einer Spitze verengenden innersten Solenoid nach S ein. Die Begrenzungslinien sind Kraftlinien; der Verlauf derselben stimmt sehr nahe mit den

Feilichtketten der Fig. 17 oder den Linien der Fig. 37 überein; nur sind hier ganz bestimmte Linien hervorgehoben.

74. Kombination zweier Kraftflußdiagramme. — Die Kraftliniendiagramme zweier Pole in demselben Felde mögen so eng gezogen sein, daß wir innerhalb kleiner Strecken die von jedem auslaufenden Linien als parallel ansehen können (vgl. § 72). Die beiden Parallelen K_1 in Fig. 42 sollen z. B. von einem Nordpole auslaufen, die beiden Parallellinien K_2 nach einem Südpole hinstreben. Die von dem erstgenannten Pole an der Stelle P herrührende Feldstärke $\mathfrak{H}_1$ ist nach § 72 umgekehrt proportional dem Abstande b_1, die von dem Südpole herrührende Kraft $\mathfrak{H}_2$ auf einen bei P gedachten Einheitspol ist umgekehrt proportional dem Abstande b_2. Die Winkel α unten und oben in dem durch die Linienpaare K_1 und K_2 begrenzten Parallelogramme sind einander gleich. Aus der Ähnlichkeit der rechtwinkligen Dreiecke zwischen s_1 b_2 einerseits und s_2 b_1 anderseits folgt, daß

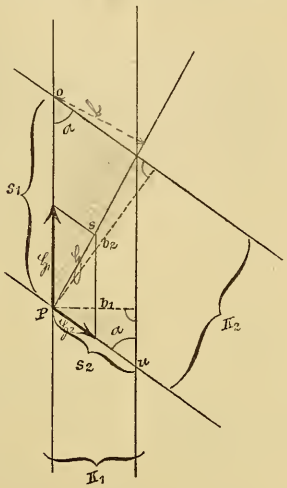


Fig. 42.

$$s_1 : s_2 = b_2 : b_1$$

oder daß

$$s_1 : s_2 = \mathfrak{H}_1 : \mathfrak{H}_2 \text{ ist.}$$

Eine Diagonale, welche durch das aus $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ konstruierte Kräfteparallelogramm hindurchgeht, fällt also mit der Diagonale des aus den Seiten s_1 und s_2 gebildeten Parallelogrammes zusammen: die Resultierende der beiden Kräfte $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ geht durch den dem Punkte P gegenüberliegenden Schnittpunkt der Parallelogrammfigur, welche aus der Kombination der Strahlen beider Felder hervorgeht.

Legen wir also zwei Kraftliniendiagramme übereinander, so ergibt sich zur Auffindung der resultierenden Kraftlinienrichtungen die einfache Regel: Man zieht in den einzelnen Durchschneidungsfiguren der aufeinander folgenden Strahlenpaare die Querdiagonalen.

Die Regel konnte bei der Fig. 41 nur ein angenähertes Bild des wirklichen Kraftlinienverlaufes geben, da dort die einzelnen Strahlen noch erheblich von der Parallelität abwichen. Erst wenn wir die den Bruchteilen von Kraftflußeinheiten entsprechenden Hilfslinien mitzeichnen und auf deren gegenseitige Schnittfiguren die Regel anwenden, kommen wir der Wirklichkeit näher.

Jetzt liegt uns noch ob zu zeigen, daß sich die oben benutzte Regel aus dem Abstande der Linien auf die Feldstärke zu schließen, auch auf die resultierenden, in der genannten Weise durch Diagonalen-

ziehen erhaltenen Linien unmittelbar ausdehnen läßt, mit anderen Worten, daß die durch die neuen Linien bei der Rotation der Figur begrenzten Schalen in der Tat wieder Einheitssolenoide sind.

Da sich die Seiten eines Parallelogrammes zur Diagonale umgekehrt wie die zugehörigen Höhen verhalten, so ist zunächst

$$s_1 : s = \frac{1}{b_1} : \frac{1}{b},$$

wenn wir mit s die Diagonalenlänge, mit b die Höhe, d. h. die senkrechte Entfernung der Diagonalen s von einem Eckpunkte o oder u bezeichnen. Ist die resultierende Kraft $\mathfrak{H}$, so folgt aus der Ähnlichkeit der entsprechenden Parallelogramme

$$\mathfrak{H}_1 : \mathfrak{H} = s_1 : s = \frac{1}{b_1} : \frac{1}{b}.$$

Ebenso ist

$$\mathfrak{H}_2 : \mathfrak{H} = s_2 : s = \frac{1}{b_2} : \frac{1}{b},$$

oder

$$\mathfrak{H}_1 : \frac{1}{b_1} = \mathfrak{H} : \frac{1}{b} \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_2 : \frac{1}{b_2} = \mathfrak{H} : \frac{1}{b}$$

oder endlich

$$\mathfrak{H}_1 b_1 = \mathfrak{H} b = \mathfrak{H}_2 b_2.$$

Die Linienpaare K_1 und K_2 Fig. 42 schneiden bei der Rotation Kegelschalen aus dem Raume heraus, deren Querschnitte so groß sind, daß $\mathfrak{H}_1 b_1 \cdot 2\pi r = 1$ und $\mathfrak{H}_2 b_2 \cdot 2\pi r = 1$ ist, denn durch jede Schale geht eine Kraftflußeinheit hindurch. Bei dieser Rotation schneidet die resultierende Linie s und ihre durch o und u gehenden Nachbarn Schalen aus, für welche

$$\mathfrak{H} b \cdot 2\pi r = \mathfrak{H}_1 b_1 \cdot 2\pi r = \mathfrak{H}_2 b_2 \cdot 2\pi r$$

ebenfalls gleich 1 ist. Die Größe $\mathfrak{H} b \cdot 2\pi r$ stellt aber den Kraftfluß durch die neuen Schalenräume dar, welche sich von einem Pole zu dem anderen hinüberziehen. Damit ist bewiesen, daß die durch die im vorigen S. 90 durchgeführte Konstruktion erhaltenen krummen Linien bei der Rotation wirklich schalenförmige Räume begrenzen, die als die Einheitssolenoide des bipolaren Feldes anzusehen sind, und daß diese Linien selbst Kraftlinien sind. In dem Diagramme ist ferner der wichtige Satz von der Erhaltung des Kraftflusses § 67 S. 85 mit zum Ausdrucke gebracht.

Hierdurch ist auch der in § 64 S. 79 in Aussicht gestellte Beweis erbracht, daß die Diagonale der kleinen Parallelogrammfigur bei a in Fig. 37 mit der Richtung der resultierenden Kraft zusammenfällt. Die begrenzenden Radien wurden auch dort durch Schnitte entsprechender Achsennormalen mit Kreislinien, welche N und S konzentrisch umgeben, erhalten; wir können dieselben jetzt als zwei benachbarte Individuen unserer zur Achse NS senkrecht gezogenen Geradenschar betrachten. Denkt man sich das entsprechend verkleinerte Spiegelbild der Fig. 42 auf a in Fig. 37 so gelegt, daß K_2 von N herkommt, K_1 von S, so erkennt man unmittelbar die Identität beider Fälle.

Ist also an einer Stelle in der Entfernung r von der Achse die Breite des Streifens zwischen zwei aufeinander folgenden Diagrammlinien gleich b, so ist die Querschnittsfläche der betreffenden Schale gleich $2\pi r \cdot b$ und die Feldstärke daselbst

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{2\pi r \cdot b}.$$

An der bezeichneten Stelle des Diagramms Fig. 41, für welches derselbe Maßstab wie für Fig. 40 gilt, ist: $b = 3{,}5$; $r = 13{,}6$ cm, also $\mathfrak{H} = 0{,}00334$ cm$^{-1/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-1}. Hier würde es schon erheblich viel schwieriger sein, nach dem Quadratgesetze die Größe und Richtung der resultierenden Kraft zu berechnen.

75. Diagramm zweier gleichnamiger gleich starker Magnetpole. — Es ist sehr instruktiv das Kraftflußdiagramm für den Fall zweier gleichnamiger Pole von derselben Stärke, etwa wie vorhin von + 1,592 Polstärkeeinheiten zu zeichnen, deren jeder also einen Kraftfluß von 20 Einheiten in den Feldraum hinaussendet. Die Anlage des Diagrammes ist ganz dieselbe wie in Fig. 41, nur hat man jetzt augenscheinlich die Diagonalen $u\,o$ Fig. 42 zu zeichnen. Die entstehende hier nicht wiedergegebene Figur ähnelt dem Feilichtbilde Fig. 18 S. 32 außerordentlich. Die Kraftlinien drücken sich gegenseitig von der Mittelebene nach beiden Seiten hin weg. Einem an einer entfernten Stelle des Feldes gelegenen Punkte strömt die doppelte Kraftlinienzahl zu, als wenn nur ein Pol vorhanden wäre. Das Bild illustriert sehr gut, wie die Zahl der Kraftlinien zur Veranschaulichung der Feldkraft dienen kann, die sich ja für weiter abgelegene Punkte ebenfalls sehr nahe verdoppelt hat.

76. Diagramm ungleich starker Magnetpole. — Wir können wie vorher die Felder gleich starker, so auch die ungleich starker Magnetpole durch Diagramme zur Anschauung bringen. Die Achse derselben wird naturgemäß durch die Lage der Pole bestimmt. Zunächst wird für jeden einzelnen Pol das unipolare Diagramm entworfen, das Feld beider ergibt sich durch Ziehen der entsprechenden Diagonalen.

a) Diagramm zweier ungleichnamiger Pole. — Ein Nordpol N von $+\frac{20}{4\pi} = 1{,}592$ Einheiten und ein viermal schwächerer Südpol s von $-\frac{5}{4\pi} = -\,0{,}3979$ Einheiten mögen gleichzeitig in bestimmter Entfernung vorhanden sein. Ersterer entsendet 20 Kraftflußeinheiten, letzterer nimmt fünf aus der Umgebung in sich auf. Fig. 43 läßt zunächst die Einzeldiagramme jedes Poles erkennen. Die resultierenden Kraftlinien des kombinierten Feldes ergeben sich nach folgenden Gesichtspunkten: Fassen wir irgendeinen Durchschnitt zweier Kraftlinien beider Systeme ins Auge, so wird der daselbst vorhanden gedachte positive Einheitspol von N fortgestoßen und zu s hingezogen; daraus ergibt sich die Richtung der zu zeichnenden Diagonalen. Die beiden innersten, der Achse nächsten,

einander zugekehrten Kegelräume beider Pole lassen ihren Kraftfluß unmittelbar ineinander überfließen, da er in beiden Räumen gleichgerichtet ist, von N weg nach s hin. Daraus ergibt sich das Abbiegen der innersten Kraftlinien von den ursprünglichen Richtungen. Alle anderen Linien folgen diesem Zuge. Das erhaltene Bild läßt unmittelbar noch folgende Einzelheiten erkennen: Die von N ausgehenden Kraftlinien ziehen sich nach s hinüber, um in immer weiteren Bogen in s einzumünden. Bei der Rotation der Figur entstehen fünf konaxiale Schalen, in denen je eine Kraftflußeinheit von N nach s hinübergeht. Mehr Einheiten vermag s nicht aufzunehmen.

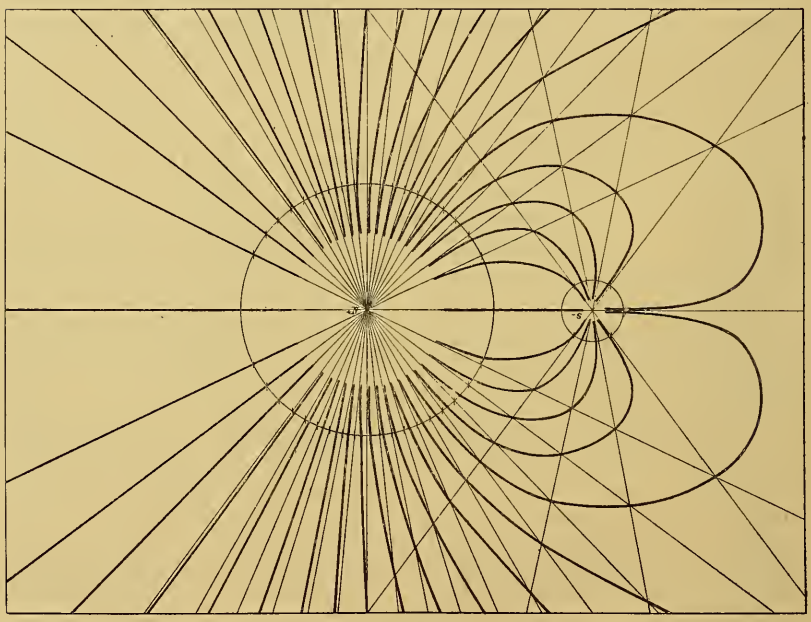


Fig. 43.

Daher umziehen die folgenden Linien den Südpol s, ohne an ihn sich anzuheften. 15 Einheitssolenoide gehen von N aus, ohne ihren Abschluß im Diagramm zu finden; sie führen ihren Kraftfluß in die entfernteren Regionen des Feldes hinaus.

Das ganze Kraftflußsystem, welches von N ausgeht, ist durch die Wirkung des benachbarten ungleichnamigen Poles s etwas nach rechts hin verschoben und abgelenkt, wie der Vergleich mit dem unipolaren Felde Fig. 40 unmittelbar ergibt. Durch die Zugspannungen längs, und die Druckspannungen quer zu den Kraftlinien werden die beiden Pole aufeinander zu gezogen („Anziehung“). Sind beide Pole frei beweglich, so wird s gegen N und umgekehrt N gegen s ge-

zogen. An N haften aber auch noch Kraftlinien, deren Zug nach der entgegengesetzten Seite wirkt.

Auch hier ergibt sich aus Streifenbreite b und Abstand r von der Achse die Stärke $\mathfrak{H}$ an jeder Stelle des Feldes.

b) Diagramm zweier gleichnamiger Pole. Wiederum sei die Polstärke des einen Poles $\frac{20}{4\pi} = 1{,}592$, die des anderen $\frac{5}{4\pi} = 0{,}3979$ Einheiten, beide seien aber gleichnamig, einem Nordpole N sei also ein schwächerer Nordpol n gegenübergestellt. Am Kreuzungspunkte der Linien der entsprechenden unipolaren Felder wirken jetzt beide Kräfte in Richtungen von den Polen hinweg. Wir haben in

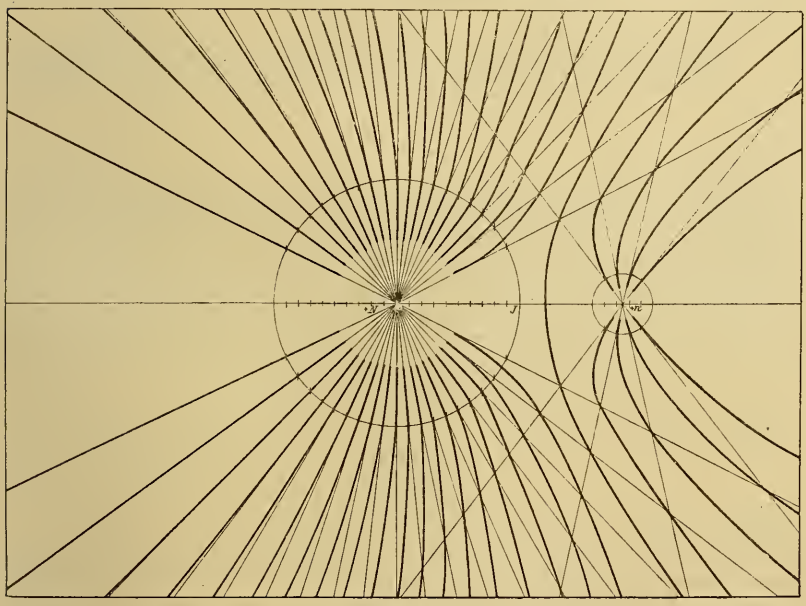


Fig. 44.

dem der Fig. 43 völlig gleichen Netze die anderen Diagonalen an jeder Stelle zu ziehen und erhalten die Fig. 44. Die Kraftlinien beider Pole biegen sich gegenseitig voneinander fort. Dadurch bleibt eine Linie zwischen ihnen übrig, welche weder mit dem einen noch mit dem anderen Pole in Verbindung tritt. Vor ihr liegt eine Indifferenzzone J. Der Pol N ergießt die von ihm ausgehenden 20 Kraftflußeinheiten in den Raum hinaus, der Pol n seine fünf Einheiten, ohne daß eine Mischung beider stattfände. Der Querdruck der Kraftlinien würde beide Pole voneinander entfernen, wenn ihre Träger beweglich wären.

77. Diagramme homogener Felder. — In homogenen Feldern verlaufen die Kraftlinien in gleicher Dichte parallel nebeneinander.

Wollen wir dasselbe Konstruktionsprinzip wie für die zentrischen Systeme auch hier anwenden, so müssen wir eine der Kraftrichtung parallele gerade Linie als Achse wählen und um diese zylindrische Schalen von solchem Querschnitte konstruieren, daß jede von ihnen gerade eine Kraftflußeinheit hindurchläßt. In der Ebene bilden sich die Grenzen dieser Zylinderschalen als gerade Linien ab, welche der Achse parallel gehen. Für die Abstände $r_1, r_2, r_3 \ldots$ dieser Linien von der Achse muß die einfache Beziehung bestehen:

$$\mathfrak{H} \cdot \pi r_1^2 = 1, \quad \mathfrak{H}(\pi r_2^2 - \pi r_1^2) = 1,$$

oder

$$\mathfrak{H} \cdot \pi r_2^2 = 2, \quad \mathfrak{H} \cdot \pi r_3^2 = 3, \ldots \text{ u. s. w.}$$

Haben wir das Diagramm nach dieser Regel angelegt, so können wir seine Linien durch Diagonalenziehen ganz ähnlich mit Linien

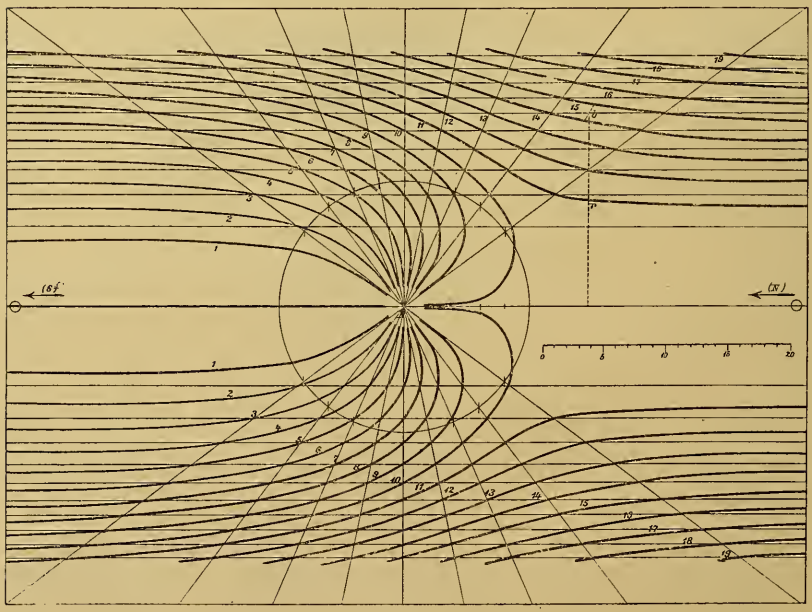


Fig. 45.

zentrischer Systeme vereinigen, wie wir dies im vorhergehenden für die Linien solcher Systeme unter sich getan haben. Für die resultierenden Linien gilt dann auch die Formel (24):

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{2\pi r b}.$$

In Fig. 45 ist ein homogenes Feld von der absoluten Stärke

$\mathfrak{H} = 0{,}007771$ $\mathrm{cm}^{-1/2}\mathrm{gr}^{1/2}\mathrm{sek}^{-1}$ zur Darstellung gebracht worden. Die Radien der aufeinander folgenden Zylinderschalen mußten dazu die Länge

$$r_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi\,\mathfrak{H}}} = 6{,}4 \text{ cm}; \quad r_2 = \sqrt{\frac{2}{\pi\,\mathfrak{H}}} = 9{,}0 \text{ cm};$$

$$r_3 = \sqrt{\frac{3}{\pi\,\mathfrak{H}}} = 11{,}1 \text{ cm}; \ldots .$$

$$r_9 = \sqrt{\frac{9}{\pi\,\mathfrak{H}}} = 19{,}2 \text{ cm haben.}$$

Die Richtung der Kraftlinien ist von rechts nach links gedacht. In größerer Ferne stehe also rechts ein starker N-Pol, links ein starker S-Pol weit außerhalb der Grenzen des Diagrammes.

Mit diesem Felde ist das eines Nordpoles von $+m = +\frac{10}{4\pi}$ $= 0{,}7958$ $\mathrm{cm}^{3/2}\mathrm{gr}^{1/2}\mathrm{sek}^{-1}$ Stärke combiniert. An den Durchschnittspunkten der Linien beider Felder wird der $+1$ Pol im homogenen Felde nach links getrieben, vom Nordpole N abgestoßen. Daraus ergibt sich die Richtung, in der die resultierenden Linien zu zeichnen sind. Der aus dem N-Pole hervorquellende Kraftfluß von zehn Einheiten wird durch die Strömung des homogenen Feldes ganz nach links gebogen. Dadurch wird zunächst die innerste gleichgerichtete kegelförmige Grenzfläche 1,1 gegen die Achse gedrückt und alle folgenden sind aus ihrer ursprünglichen Lage entsprechend nachgeschoben. Die gegen die Strömung geöffneten Schalen 6 bis 10 sind ganz umgebogen. Die 10 Schalen, die von N ausgehen, haben sich so vollkommen der Richtung des Feldes angepaßt, daß weiter links das Feld wieder ganz homogen wird.

Die Kraftflußzylinderschalen des homogenen Feldes weichen vor N wie vor einem Hindernisse aus und umziehen den hier sich geltend machenden Quellpunkt in weiten Bogen; erst die entfernteren behalten ihren Lauf ungestört bei. Gerade bei dem vorliegenden Beispiele zeigt sich das Zutreffen des Strömungsbildes recht deutlich.

Betrachtet man das Bild unter dem Gesichtspunkte der Zug- und Druckeigenschaften der Kraftlinien, so ist klar, daß N in dem homogenen Felde nach links hin fortgetrieben werden muß. Dies entspricht der Wanderung eines beweglichen Nordpoles in einem Felde im Sinne der Kraftlinien (vgl. § 25). Das Umgekehrte würde stattfinden, wenn wir einen den Kraftfluß einsaugenden Südpol, eine Sinkstelle eingezeichnet hätten.

78. Kombination von mehr als zwei Feldern. — Jedes der erhaltenen Felder läßt sich wieder mit anderen Feldern vereinigen. So können selbst sehr komplizierte Fälle magnetischer Wechselwirkung durch sukzessive Konstruktion dargestellt werden. Man führt

diese zweckmäßig auf Pauspapier aus, so daß die Einzeldiagramme direkt miteinander zur Deckung gebracht werden können. Diese müssen natürlich in gleichem Maßstabe ausgeführt werden. Besonders instruktiv ist es, das bipolare Feld eines Stabmagneten mit dem homogenen erdmagnetischen Felde zu kombinieren, und zwar einmal mit der Stabachse im magnetischen Meridian mit dem Nordpole oder mit dem Südpole nach Norden zeigend, das andere Mal in senkrechter Stellung zu diesem, was dem Leser überlassen werden möge.

Die erhaltenen Diagramme erläutern die Wirkung des erdmagnetischen Kräftepaares § 55 S. 65, der Astasierung § 34 S. 36 und der Drehkraft § 55 S. 65, welche ein homogenes Feld auf einen senkrecht zu seinen Kraftlinien liegenden Stabmagneten ausübt.

Zweiter Abschnitt.

Kraftfelder galvanischer Ströme: Elektromagnetismus, Elektrodynamik.

Wir wollen uns in diesem Abschnitte dem Studium eines sehr eigentümlich gestalteten Magnetkraftfeldes zuwenden, welches zunächst sehr wenig Ähnlichkeit mit den seither betrachteten Kraftfeldern der Dauermagnete zu haben scheint: dem Magnetfelde des „elektrischen, galvanischen oder voltaschen Stromes“ wie er etwa von einer Akkumulatorenbatterie oder einer Zentrale geliefert wird. Indessen werden auch hier die Hilfsmittel zur Erforschung eines magnetischen Kraftfeldes, die wir im I. Abschnitte kennen gelernt haben, ausreichen, um uns einen vollkommenen Einblick in die eigenartige Struktur dieses Feldes, sowohl in qualitativer wie in quantitativer Hinsicht zu gewähren: Die Richtung der Kraftlinien dieses neuen Feldes werden wir, wie in Kapitel 1, vermittelst Eisenfeilicht feststellen, den Richtungssinn der Kraftlinien nach § 26 mit Hilfe einer frei beweglichen kleinen Magnetnadel bestimmen und die Verteilung der magnetischen Kraft in der Umgebung des stromdurchflossenen Leiters ihrer Größe nach mit Hilfe einer der im 2. Kapitel auseinander gesetzten Methoden ermitteln. Dann werden sich sofort auch Gesichtspunkte ergeben, nach denen Diagramme zu entwerfen sind, die analog, wie es in Kapitel 3 für die Felder von Dauermagneten geschehen ist, für solche magnetische Stromfelder Größe und Richtung der magnetischen Kraft an jeder Stelle zu entnehmen gestatten.

Wir betrachten also das Stromfeld zunächst nur als Anwendungsbeispiel dessen, was wir im I. Abschnitt über die Durchforschung eines Kraftfeldes gesagt haben.

Kennen wir die Verteilung der magnetischen Kraft in der Umgebung eines elektrischen Stromes, den wir der Einfachheit halber zunächst als geradlinig annehmen, so können wir aber auch sofort angeben, wie derselbe auf Magnetpole oder Magnetstäbe wirken muß; denn die in § 30 und § 33 betrachteten Zugspannungen längs und Druckspannungen quer zu den Kraftlinien lassen uns unmittelbar aus der Kraftlinienverkettung ablesen, welche Bewegungsantriebe die Kraftlinienträger selbst, ihre „pondera“ vgl. § 29 S. 27, erfahren müssen. Diese „ponderomotorischen Wechselwirkungen“ zwischen Strom und Magneten können wir von zwei Gesichtspunkten aus betrachten: Denken wir uns den Stromträger festgehalten, den oder die Magnete in seiner Umgebung beweglich, so werden wir die Bewegungsantriebe erhalten, welche ein Strom auf Magnete ausübt; ist dagegen der Strom beweglich, das Magnetfeld fest, so wird ersterer bewegt. Alle die sich hierbei ergebenden Erscheinungen faßt man

unter dem Namen der „elektromagnetischen Wirkungen“ zusammen.

Wir werden sehen, daß das Grundprinzip von actio und reactio auch in diesem Erscheinungsgebiete gilt; die beiden genannten Wirkungen sind einander gleich, aber entgegengesetzt gerichtet. Immerhin bietet die Trennung der elektromagnetischen Wechselwirkung nach diesem zunächst rein äußerlichen Gesichtspunkte ein bequemes Hilfsmittel die ungeheure Fülle von Einzelerscheinungen, die uns hier begegnen wird, geeignet zu gruppieren.

An dieser Stelle wird es dann auch nötig sein, einiges über die Vorstellungen zu sagen, die man sich jetzt über das Wesen eines elektrischen Stromes macht. Gewisse, in neuester Zeit das Interesse in hervorragender Weise in Anspruch nehmende Strahlungserscheinungen haben zu Anschauungen zurückgeführt, wie sie ähnlich schon vor mehr als einem halben Jahrhundert von W. Weber seiner Theorie der elektrischen und magnetischen Erscheinungen zugrunde gelegt und wie sie dann von H. von Helmholtz mit großer Präzision aus den Faraday'schen Gesetzen der Elektrolyse gefolgert wurden: den Anschauungen von dem atomistischen Aufbaue dessen, was wir Elektrizität nennen. Die Elektrizität besteht hiernach aus kleinsten elektrisch geladenen Partikelchen, sog. „Elektronen“, denen allen eine, wenn auch sehr kleine, so doch ihrer Quantität nach ganz bestimmte elektrische Ladung von vorn herein und dauernd eigen ist, das sog. elektrische Elementarquantum; kleinere elektrische Quanta scheinen nicht vorzukommen. Ein elektrischer Strom besteht in einer Wanderung der Elektronen. Dieselben können an Materie gebunden (beispielsweise bei der Elektrolyse) vorkommen, oder aber frei beweglich auftreten (wie etwa in den sog. Kathodenstrahlen oder Becquerelstrahlen, siehe weiter unten). Namentlich dann, wenn sie dabei mit großen Geschwindigkeiten geschleudert werden, sind sie den Kräften eines magnetischen Feldes in merkbarer Weise unterworfen. Wir haben also nicht nur die Wirkungen eines ruhenden Magnetfeldes auf einen in einer Leiterbahn eingeschlossenen und in dieser gleichmäßig dahinfließenden Elektronenstrom ins Auge zu fassen, sondern auch die Wirkung des Feldes auf einen solchen mit großer Geschwindigkeit geschleuderten Elektronenschwarm zu untersuchen.

Moderne Anschauung vom Wesen d. Elektrizität.

Da jeder galvanische Strom von einem magnetischen Kraftfelde begleitet wird, müssen auch zwei Ströme aufeinander magnetische Wirkungen ausüben; man faßt sie in der sog. „Elektrodynamik“ zusammen.

Die Stromfelder zeigen sich in einem wichtigen Punkte an Mannigfaltigkeit der Gestaltungen denen der Dauermagnete wesentlich überlegen: durch Zusammenbiegen des stromführenden Leitungsdrahtes kann man leicht das Kraftfeld in der verschiedensten Weise umgestalten. Wir wollen namentlich den einfachsten Fall ins Auge fassen, daß der Stromträger zu einem Kreisringe zusammengebogen wird; wir werden sehen, daß solche „Kreisströme“ sich ganz wie flachgedrückte Magnete, magnetische Schalen oder Lamellen verhalten.

Hierbei ergibt sich wieder ein Gesichtspunkt von allgemeinerer Bedeutung. Wenn sich ein kleiner von einem Strome umflossener Ring wie ein kleiner Magnet, ein Elementarmagnet verhält, so kann man, wie schon Ampère bemerkte, das magnetische Erscheinungsgebiet auf das elektrische zurückführen. Ein um seine Gleichgewichtslage in einer Kreisbahn herumschwingendes Elektron muß wie ein Molekularmagnet (vgl. § 38 S. 41) erscheinen. Wir werden hier auf den sog. axialen Charakter der Magnetkraftlinien geführt, der durch die mannigfachsten Erscheinungen angedeutet wird. Schon Maxwell zeigte, daß dort, wo sich eine Magnetkraftlinie durch ein Medium spannt, etwas vor sich gehen müsse, was kinematisch einer Drehbewegung um eine Achse, mechanisch einer Wirbelbewegung entspricht.

Wird endlich eine kreisförmige Windung eines Stromträgers an die andere gelegt, so entsteht eine „Stromspule“, wenn wenige Windungen zu einem flachen Gebilde aneinander gelegt werden, ein „Solenoid“, wenn einzelne Windungen spiralförmig eine längere Achse umwinden, eine „Stromspirale“, wenn viele Windungen sich zu einem zylindrisch gestreckten Hohlkörper zusammenschließen; hier begegnen wir dann Gebilden, deren Kraftlinienverlauf wieder große Ähnlichkeit hat mit dem jener Magnetformen, von denen wir im I. Abschnitte ausgingen; in den Stromspiralen lernen wir das wirksamste und bequemste Hilfsmittel zur „Magnetisierung“ kennen. Erfüllen wir das Innere der stromdurchflossenen Spirale mit weichem Eisen, so haben wir die kräftigsten Magnete in den sog. „Elektromagneten“ vor uns.

Dies ist kurz skizziert der Gang, den wir im folgenden einschlagen wollen.

Dem induktiven Charakter aller Naturwissenschaften entsprechend gehen wir also bei dem in diesem Abschnitte zu behandelnden „galvanischen Strome“ von seinen Eigenschaften aus, ohne zunächst nach seinen Entstehungsursachen zu fragen. Ebenso hat man die Besonderheiten der Schwerkraft erforscht, ohne bis heute über das Zustandekommen derselben irgend welche befriedigende Vorstellung zu haben. Wir betrachten den „Strom“ als eine gegebene Naturerscheinung und stellen bei der Beschreibung derselben, abweichend von dem gewöhnlichen Gange der Darstellung, die magnetischen Eigenschaften desselben voran. Sie sind die einfachsten, da sie nur durch die geometrischen Bestimmungsstücke des Trägers der Erscheinung, des „Stromträgers“, durch seine Umgebung und eine dem Strome eigentümliche Konstante, die „Stromstärke“, bedingt sind. Die Besonderheiten des Materials und Vorgänge, welche sich zwischen den kleinsten Teilchen des Trägers abspielen, bleiben dabei noch aus dem Spiele.

Erst im III. Abschnitte des Buches werden wir bei den Induktionserscheinungen die wichtigste, aus den elektromagnetischen Wechselwirkungen hervorgehende Methode zur Erzeugung der hier benutzten „Ströme“ kennen lernen.

Für den Experimentierenden sei indessen schon hier bemerkt, daß sich die meisten der im folgenden beschriebenen Experimente schon mit verhältnismäßig schwachen Strömen anstellen lassen. Für weitaus die meisten Fälle wird als Stromquelle eine Akkumulatorenbatterie in Betracht kommen. Da bei den folgenden Versuchen die Widerstände meist klein sind, schaltet man die einzelnen Akkumulatoren am besten parallel. Wer über Zentralenstrom verfügt, schützt sich und die Apparatanordnungen vor Kurzschlüssen am einfachsten durch einen sog. Lampenwiderstand, d. h. man schaltet eine größere Anzahl parallel gelegter, für die betreffende Zentralenspannung eingerichteter Vakuumglühlampen vor die Experimentierleitung. Für den Unterricht ist es zweckmäßig ein für allemal die Polarität der Stromzuleitung, also den + und den − Pol deutlich zu bezeichnen und ebenso die hierdurch gegebene Ausgleichsrichtung der Spannungen von + nach −, also die „Stromrichtung“ im gewöhnlichen Sinne. Man erleichtert die Übersicht, wenn man an die eine Polklemme oder Spannungsschiene immer Kabel von derselben Farbe der Umspinnung anschließt, an die andere Kabel von einer bestimmten anderen Farbe, etwa den Landes- oder Stadtfarben.

Viertes Kapitel.

Einachsige Magnetkraftfelder. (Einfacher Strom.)

In dem vorliegenden Kapitel stellen wir zunächst die magnetische Eigenschaft eines drahtförmigen Stromträgers fest und ermitteln die Struktur des ihn umgebenden Feldes, indem wir die Gestalt und den Richtungssinn seiner Kraftlinien nach den früher darüber festgestellten Regeln verfolgen. Um mit möglichst einfachen Fällen zu beginnen, strecken wir das zu untersuchende Drahtstück geradlinig aus und entfernen alle Teile, welche dieses geradlinige Stück mit den Polklemmen unserer Stromquelle verbinden (also die „Leitungskabel") so weit, daß eine Beeinflussung durch sie nicht zu befürchten ist. Es wird sich dabei ein ganz eigentümliches Magnetfeld ergeben, welches in sehr charakteristischer Weise von den im I. Abschnitte untersuchten abweicht. Aus dem Verlaufe der Kraftlinien ergeben sich nach früherem unmittelbar die Bewegungsantriebe, welche Strom und Magnet aufeinander ausüben.

79. Der galvanische Strom als System magnetischer Kraftlinien. — Ein langer gerader, nicht zu dünner Kupferdraht wird in eine mit weißem Kartonpapier beklebte flache Holzrinne gelegt und mit Eisenfeilicht gleichmäßig bestreut. Es bleibt nichts an dem Drahte hängen außer einigen durch Adhäsion festgehaltenen Teilchen.

In der Tat wurde ja schon in § 2 hervorgehoben, daß Kupfer an sich nur äußerst schwach magnetisch ist.

Schließt man aber mit Hilfe von Leitungsschnüren und messingnen Klemmschrauben den Kupferdraht an eine Stromquelle metallisch an, so bleibt eine dichte Schicht von Eisenteilchen an dem Drahte haften, die ihn filzartig gleichförmig umkleidet. Der Draht ist zum Träger magnetischer Wirkungen geworden (§ 3) [Arago 1820]. Löst man die Verbindung, so fallen die Späne wieder ab.

Durch abwechselndes Schließen des Stromes an einer Stelle und Öffnen an der anderen lassen sich erhebliche Mengen von Eisenfeilicht aus der Rinne auf ein daneben gelegtes Kartonblatt mit Hilfe der magnetischen Haftkräfte hinübertransportieren.

Wir haben also hier nur einen temporären Magneten vor uns, ohne merkliche Remanenz (vgl. § 38) im Gegensatz zu den im I. Abschnitte betrachteten „Dauermagneten".

Der Draht wird von Rippen aus aneinander geketteten Eisenteilchen gleichmäßig umschlossen, keine Stelle seiner Oberfläche ist besonders bevorzugt, wie es die Polarregionen eines Magneten sind; die Späne bilden nicht Bärte oder Büschel, sondern geschlossene, den Draht umgebende Ringe.

Bei der Projektion dieses Grundversuches wird ein Kupferdraht über eine Glasscheibe gebogen, welche in den vertikalen Teil des Strahlenbündels der Projektionslampe gebracht wird, vgl. S. 5; zur Vermeidung von Kurzschlüssen werden über die Drahtenden Gummischläuche geschoben. Auf die Scheibe streut man Eisenfeilicht. Beim Anschließen des Drahtes an die Polklemmen springen die Teilchen auf den Draht zu und umkleiden denselben, beim Abnehmen einer Zuleitungsschnur fallen sie ab.

Schon dieser erste Versuch legt die Vermutung nahe, daß für das entstehende Magnetfeld die Längsrichtung des Drahtes in besonderer Weise maßgebend ist.

Ähnlich wie beim Stabmagneten § 21 untersuchen wir hier die Struktur des Feldes in zwei zueinander senkrechten Ebenen, wodurch wir ein vollständiges Bild über die räumliche Anordnung des Kraftlinienverlaufes erhalten.

a) Verlauf der Kraftlinien in einer der Trägerachse parallelen, dem Leiter benachbarten Ebene. Wir legen das geradlinige Leiterstück, welches wir zum Stromträger machen, horizontal und bedecken es mit einem dünnen Papierblatte.

Die folgende Anordnung, welche wir noch zu anderen Versuchen verwenden, empfiehlt sich besonders für Vorlesungszwecke:

In ein Brettchen von ca. 12 cm Breite und 20 cm Länge wird eine durch die Mitte gehende den Schmalseiten parallele Nut von solcher Tiefe ausgehobelt, daß ein etwa $^1/_2$ cm dicker Kupferdraht ganz darin versenkt werden kann; die obere Kante desselben soll sich mit der Oberfläche des Brettes gerade vergleichen. Auf dieses legt man ein Stück dünnes, weißes Schreibpapier, welches durch Heftzwecken festgehalten wird.

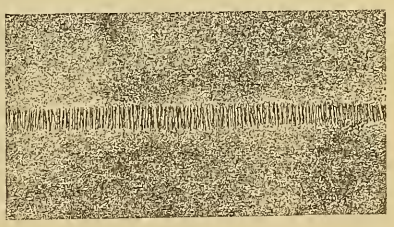


Fig. 46.

Streut man Feilicht auf, so entsteht beim Klopfen das Bild Fig. 46. Man sieht, wie sich über dem Drahte die Eisenteilchen zu feinen Rippen zusammenschließen, die quer zur Drahtrichtung verlaufen. Hier in unmittelbarster Nähe muß die Kraft, welche die Teilchen sammelt, am stärksten sein. Denn zu beiden Seiten der Zone mit den Rippen liegen zwei begleitende hellere Striche, aus denen die Späne herangezogen worden sind. In größerer Ferne läßt sich keine Einwirkung erkennen. Dort kann in die Ebene der Bildfläche nur eine sehr schwache Komponente der magnetischen Kraft fallen.

b) Verlauf der Kraftlinien in einer zu der Trägerachse senkrechten Ebene. Die vorigen Versuche wiesen unzweideutig darauf hin, daß der Verlauf der Kraftlinien in der Umgebung des

Drahtes senkrecht zur Richtung desselben erfolgt. Wir erhalten daher erst dann einen klaren Einblick in die Anordnung des Feldes, wenn wir die Kraftlinienbilder in einer horizontalen, zu einem vertikal gestellten geradlinigen Drahtstücke senkrecht stehenden Ebene untersuchen.

Dazu dient zunächst etwa die folgende einfache Anordnung: Durch einen ca. 12 × 15 cm großen, 6 cm dicken Holzklotz ist in der Mitte ein ca. 0,4 cm weites, zur Oberfläche senkrecht stehendes zylindrisches Loch gebohrt, durch das ein unten umgebogener, 0,4 cm dicker Kupferdraht gezogen ist, der oben vertikal herausragt, dessen unteres Ende aber, in eine Nut gelegt, seitlich unter dem Klotze hervorgezogen ist. Auf den Klotz wird ein Kartonblatt gelegt, in dessen Mitte mittels eines Durchschlages ein kreisförmiges Loch von der Größe des Drahtquerschnittes geschlagen ist. An die Enden des Leiters werden die Verbindungsklemmen angesetzt.

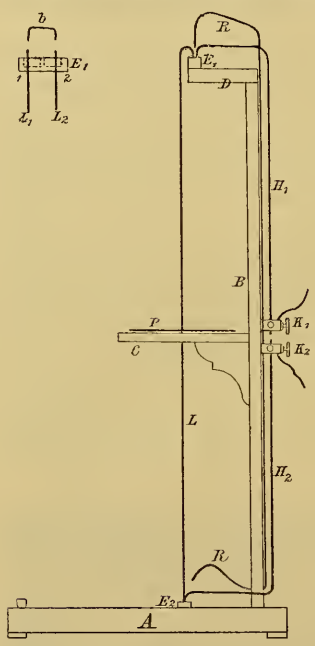


Fig. 47.

Will man den Versuch einem größeren Auditorium vorführen, so bedient man sich besser noch des folgenden Apparates Fig. 47, der auch bei späteren Versuchen noch mehrfach Verwendung finden kann:

Auf einem Grundbrette A von ca. 40×40 cm^2 Fläche ist vertikal das 100 cm hohe, 10 cm breite Brett B befestigt. Das Brett A steht auf drei Füßen und ist mit einem Rande versehen; in einer Ecke befindet sich eine durch einen Holzpflock zu verschließende Öffnung (in der Figur links) zum Entfernen etwa verschütteten Quecksilbers oder herabgefallener Feilspäne. In mittlerer Höhe trägt der Ständer B das horizontale Brettchen C von 30×20 cm^2 Fläche. Dasselbe besitzt in seiner Mitte eine Anzahl von Durchbohrungen für die hier durchzuführenden Drähte; auf dasselbe werden die Kartonpapiere P gelegt. Am oberen Ende ist auf dem Ständer B das 10 cm lange Querbrett D befestigt. Auf D, sowie auf dem Grundbrette A sind die Holzklötze E_1 und E_2 angebracht, von denen jeder zwei gleich tiefe, voneinander durch eine schmale Holzzwischenwand getrennte, mit Quecksilber gefüllte Rinnen enthält, in welche die Drahtenden eingetaucht werden (vgl. die links stehende Nebenfigur, welche einen dieser Klötze im Längsschnitt von vorn gesehen darstellt). Die Mittellinien der Rinnen in E_1 sind von der Vorderfläche von B um ca. 8, die von E_2 um ca. 10 cm entfernt. Zu jedem Holzklotze führt von den Klemmschrauben K_1 und K_2 aus ein Zuleitungsdraht H_1 bzw. H_2. Bei den zunächst hier anzustellenden Versuchen wird nur ein geradliniger Leiter L benutzt. Derselbe besteht aus 4 mm dickem Kupferdrahte, welcher oben hakenförmig umgebogen ist. Seine Enden sind amalgamiert. Mit ihnen taucht er in je eine der Quecksilberrinnen der Holzklötze E_1 und E_2, nachdem er durch eine entsprechende Durchbohrung des Brettes C und des Kartonpapieres P hindurchgeschoben worden ist. Im 6. Kapitel werden die Felder in der Umgebung zweier gleichzeitig vorhandenen Träger untersucht. Dazu wird an dem Apparate neben dem ersten ein zweiter ähnlich gestalteter Draht L_2 eingehängt. Um beide Drähte gleichsinnig oder im entgegengesetzten Sinne in den Kreis der hier vereinigten Leiter

einschalten zu können, befindet sich an der Hinterfläche des vertikalen Trägers B noch ein Hilfsdraht zwischen den beiden Zuleitungen H_1 und H_2, dessen Enden $R\,R$ in die eine oder die andere der beiden Rinnen oben oder unten getaucht werden können. Zur Vermittelung einer metallischen Zuleitung aus einer Rinne in die Nachbarrinne dient ein Kupferdrahtbügel b (vgl. die Nebenfigur) mit amalgamierten Enden.

Alle diese Drähte H_1, H_2 und $R\,R$ bestehen am besten aus Leitungsschnüren, welche aus vielen dünnen Einzeldrähten zusammengedreht und mit einer isolierenden Seiden- oder Baumwollenschicht umklöppelt sind; an den Enden sind dickere Drahtstücke angelötet. Diese Schnüre lassen sich leicht selbst bei großem Querschnitte in die gewünschte Form biegen.

Um die Erscheinung zu projizieren wird auf die Horizontalprojektionslampe eine Spiegelglasplatte mit einer Bohrung in der Mitte gelegt. Durch dieselbe ist ein durch Drillen hartgemachter Kupferdraht gezogen, der oben und unten seitlich aus dem Gesichtsfelde herausgebogen und an den Enden mit den Zuleitungskabeln verbunden ist. Wenn die quer zur Strahlenrichtung verlaufenden Stücke des Drahtes genügend weit von der zur Abbildung gelangenden Ebene entfernt sind, erscheinen sie nur ganz verwaschen und stören das Bild nicht erheblich. Der Kupferdraht wird durch ein auf der Glasplatte mit Siegellack festgekittetes Holzsäulchen getragen.

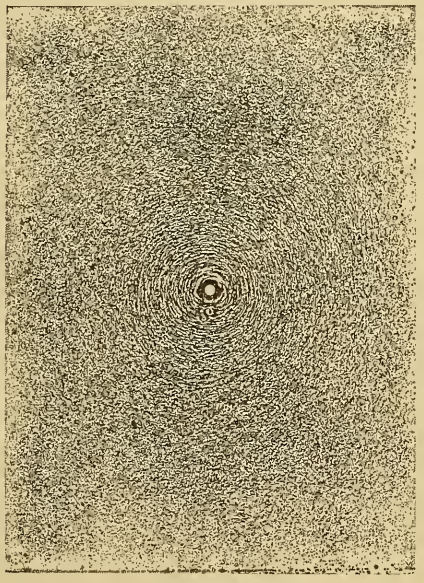


Fig. 48.

Das Kraftlinienbild, welches man in der zu dem geradlinigen Drahte senkrechten Ebene erhält, ist das der Fig. 48. In der Mitte des Bildes liegt der kreisförmige Querschnitt S des zylindrischen Drahtes. Rings um ihn herum schließen sich die einzelnen Feilichtteilchen zu geschlossenen Ringen zusammen, welche den Draht konzentrisch umgeben. Nirgends sehen wir Kraftlinien entstehen oder verschwinden; es gibt in unserem Felde also weder Quellpunkte noch Sinkstellen, d. h. es lassen sich keine bestimmten Pole angeben, von denen etwa die beobachteten magnetischen Wirkungen ausgingen. Alle Kraftlinien sind schon im freien Felde geschlossene Linien, ohne daß sie, wie bei den Dauermagneten, erst durch die von uns in dem Inneren derselben vorauszusetzenden Molekülketten (vgl. § 38 S. 41) ihren Schluß erhalten müßten.

Nahe dem Drahte muß die Kraft am stärksten sein; denn wir bemerken hier das Sichzusammenhäufen und Fortrutschen der Feilspänchen, was nach unseren Erfahrungen an den Dauermagneten (vgl. z. B. § 21 S. 17) immer an den Stellen eintritt, an denen die magnetische Wirkung am größten ist. Bis auf ca. 1 cm Entfernung vom Drahte finden wir die Eisenteilchen fest an-

einander geschlossen, in 1—2 cm Entfernung wird der Zusammenhalt allseitig ein lockerer, in größerer als 2 cm weiter Entfernung ist die Kraft nicht mehr imstande gewesen, in merklicher Weise richtend auf die Teilchen zu wirken.

Teile unseres Trägers, welche in größeren als 4 cm betragenden Entfernungen aneinander vorübergeführt sind, beeinflussen sich in unserem Falle also nicht mehr merklich.

Wir verstehen jetzt auch das Zustandekommen des Feilichtbildes Fig. 46; in demselben müssen wir uns zufolge der Fig. 48 die Kraftlinien in immer größeren und höheren Bögen den Draht überbrückend vorstellen. Da die Schwere die Eisenteilchen auf das Papier niederzieht, so kann die richtende Kraft nur bei den innersten Linien in Form einer Querrippung sich geltend machen; die weiteren Kraftlinienringe treffen die Projektionsebene viel zu steil, als daß ihre Richtung durch die Feilichtteilchen noch zur Darstellung gelangen könnte.

Bei der Fig. 46 diente ein einfacher Draht als Strombahn. Neue und sehr interessante Kraftlinienbilder erhält man, wenn man den Strom durch flächenartig ausgebreitete Leiter hindurchschickt. Werden zwei Drähte an eine kreisförmige, rechteckige oder ringförmig ausgeschnittene Kupferplatte von etwa $^1/_2$ mm Dicke angelötet, und sendet man durch sie einen Strom von hinreichender Stärke, so erhält man auf einem darüber gelegten Papiere beim Aufstreuen von feinem Eisenpulver quer zu den Stromfäden verlaufende Feilichtketten, welche überall senkrecht zur Kontur des Flächenstromes stehen; wendet man photographisches Papier an, so kann man sie nach § 9 S. 9 Nr. 4 auch leicht fixieren. E. v. Lommel[1] hat eine große Reihe von diesen eigenartigen Kraftlinienbildern beschrieben und diskutiert.

80. Begriff der Achse des konzentrischen Magnetkraftliniensystems oder der Kraftachse (Faraday). — Sämtliche Kraftlinien in den verschiedensten zu einem geradlinigen Drahte senkrechten Bildebenen bilden in den hier untersuchten Kraftfeldern konzentrische Ringe, deren Mittelpunkt im Drahte selbst liegt. Alle Kraftlinien sind also auf Zylinderflächen aufgereiht, welche den Träger als Achse besitzen. Wir nennen diesen daher passend „Achse des Kraftlinienfeldes“ und sprechen von axialen Kraftfeldern. Mit Faraday wollen wir den kürzeren Ausdruck: „Kraftachse“ einführen, ohne damit etwas anderes von dem Träger aussagen zu wollen, als daß er eben die Achse eines konzentrischen Magnetkraftliniensystems geworden ist.

81. Richtungssinn der konzentrischen Kraftlinienringe. — Um festzustellen, ob auch den konzentrischen Kraftlinienringen ein bestimmter Richtungssinn innewohnt, wenden wir den in § 25 S. 21 erwähnten leicht beweglichen Magnetstab oder eine kurze Nadel an.

Wir biegen etwa einen langen dicken Kupferdraht zu einem Rechtecke von ungefähr $^1/_2$ m Seitenlänge zusammen, welches wir vertikal stellen und hängen den ca. 1 m langen Magnetstab § 25 so auf, daß sein unterer Pol in 1—2 cm Entfernung neben der Mitte einer vertikalen Rechteckseite frei schwebt. Der andere Pol ist dann genügend weit außerhalb des Wirkungsbereiches unseres Stromes. Ferner sind (vgl. Fig. 48) auch die übrigen Teile des axialen Feldes dann so weit von dem gerade betrachteten Trägerstücke entfernt, daß eine Beeinflussung von ihrer Seite her nicht mehr zu befürchten ist. Stellt man die Verbindung des Drahtrechteckes mit den Polklemmen her, so wird der Magnetpol zur Seite geschoben, d. h. in bestimmter Richtung längs der Kraftlinien des axialen Systems bewegt. (Der Pol kann den Kraftlinien nicht rings um den

[1] E. v. Lommel, Wiedemann's Annalen der Physik und Chemie **48.** p. 462, **49.** p. 539, **50.** p. 316 und p. 320. 1893.

Draht herum folgen, da der Stab oben an der Rechteckseite anstößt; nichtsdestoweniger läßt er den Kraftliniensinn eindeutig erkennen.) Vertauscht man die Pole des Magnetstabes miteinander, so kehrt sich der Bewegungssinn um.

Oder wir setzen auf den oben erwähnten Holzklotz oder das Brettchen *C* der Fig. 47 oder die auf der Projektionslampe liegende Glasplatte eine kleine auf einer Spitze ruhende Magnetnadel (im letzteren Falle eine nach § 26 S. 22 auf einer Glasplatte montierte Nadel), deren Pole bezeichnet sind. Führt man die Nadel um den stromdurchflossenen vertikalen Draht herum, so nimmt sie überall eine bestimmte Stellung an. Dieselbe weicht freilich, namentlich weiter entfernt von der Kraftachse, nicht unerheblich von der Tangentenrichtung an eine durch diese gehende Kreislinie ab, weil der Erdmagnetismus und bei der Projektionslampe der dieselbe speisende Strom störend eingreift.

Wir finden, daß auch den axialen Magnetkraftlinien ein bestimmter Richtungssinn innewohnt; wenn ein Nordpol in einem Sinne von ihnen vorwärts getrieben wird, so wird der Südpol im anderen Sinne bewegt.

Dasselbe findet an den verschiedensten Stellen des Drahtes und in allen Entfernungen von ihm statt, so weit sich überhaupt Wirkungen nachweisen lassen, d. h. bis an die Grenzen des Feldes. Das ganze axiale Kraftliniensystem hat einen bestimmten Richtungssinn.

Vertauschen wir die Verbindungen des Drahtes mit den Polklemmen, so kehrt sich mit der Richtung des Stromes in diesem der Richtungssinn des ganzen Kraftliniensystems um.

Die Richtung des Stromes ist durch die Polarität der Spannungen, die sich in ihm ausgleichen, von vorn herein bestimmt; man bezeichnet allgemein als Richtung eines elektrischen Stromes die Richtung von der positiven nach der negativen Klemme (oder bei einer Batterie von Bunsenelementen von Kohle nach Zink, von *K* nach *Z*).

Die Versuche mit dem beweglichen Magnetstabe oder der Nadel lehren dann:

Blicken wir längs des Drahtes in positiver Richtung, d. h. von + nach — hin, so wird ein Nordpol immer im Sinne des Uhrzeigers, ein Südpol immer diesem Sinne entgegengesetzt längs der Magnetkraftlinien des konaxialen Systems bewegt. Die Stromkraftlinien laufen also uhrzeigermäßig um die Kraftachse herum.

Wir treffen hier zum ersten Male auf die Kombination einer Blickrichtung mit einer bestimmten Umkreisungsrichtung. Es wird sich zeigen, daß sich alle Bewegungsantriebe, welche aus der elektromagnetischen Wechselwirkung eines Stromes und eines Magneten hervorgehen, aus der hier gefundenen einfachen Beziehung der beiden Richtungselemente, der Stromrichtung und der zugehörigen Kraftlinienrichtung, nach ihrem qualitativen Verhalten vollkommen ableiten lassen. Blicken wir auf das Zifferblatt einer Uhr, so stehen Blickrichtung und Uhrzeigerbewegung in demselben gegenseitigen Verhältnisse zueinander, wie die Stromrichtung und Kraftlinienrichtung. Hält man dies fest, so kann man alle die zahlreichen im folgenden noch abzuleitenden Regeln sofort wieder rekonstruieren und braucht

daher nur diese eine, durch unsere Festsetzung über das, was wir unter Stromrichtung und Kraftlinienrichtung verstehen wollen, ein für allemal festgelegte Beziehung dem Gedächtnisse einzuprägen.

Soll in dem kreisförmigen Schnitte eines Stromleiters S (vgl. Fig. 48 S. 107) mit der Figurenebene zum Ausdruck gebracht werden, ob der Strom gegen den Beschauer oder von diesem wegfließt, so kann man ersteres (nach Silvanus P. Thompson) durch einen Punkt bezeichnen, der dabei die Spitze eines auf den Beschauer zu fliegend gedachten Pfeiles bezeichnet, letzteres durch ein (liegendes!) Kreuz; dieses soll das gefiederte Ende eines Pfeiles bezeichnen und andeuten, daß der Strom vom Beschauer weg, durch die Zeichenebene von vorn nach rückwärts fließt. Die soeben festgestellte Regel zwischen Richtungssinn des Stromes und Richtungssinn der Kraftlinien wird also durch die Figuren 49a und 49b zum Ausdruck gebracht.

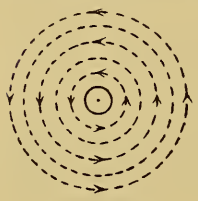


Fig. 49a.

Fig. 49b.

Man hat übrigens die genannte Regel noch in andere Formen gekleidet, z. B. die folgenden: „Dreht man einen Korkzieher (oder allgemein eine Rechtsschraube) so, daß sie in der Stromrichtung fortschreitet, so bewegt sich der Griff im Kraftliniensinne“ oder: „Faßt man den stromdurchflossenen Leiter mit der rechten Hand so an, daß der ausgestreckte Daumen die Stromrichtung anzeigt, so winden sich die übrigen Finger ebenso um den Stromträger wie es seine Kraftlinien tun.“

Es ist übrigens gut, sich schon hier ein Modell herzustellen, bei dem ein mit einem Pfeile versehener gerader Draht, der die Kraftachse bezeichnet, von konzentrischen (etwa aus Gummischläuchen gefertigten) mit den entsprechenden Pfeilen versehenen Ringen umgeben ist, wie es etwa die später zu besprechende Fig. 60 darstellt.

Wir wollen hinfort immer durch rot gefärbte Blechpfeile oder die Richtung der Mittelfinger die Stromrichtung an den Drähten, welche wir zu Kraftachsen machen, bezeichnen, wie wir nach § 26 S. 23 durch weiße Pfeile und die Zeigefinger die Richtung von Magnetkraftlinien bezeichnen wollten.

Wir wollen ferner von nun an von irgend einem der zahlreichen Hilfsmittel Gebrauch machen den Richtungssinn in einem Leiterstück schnell umzukehren, von einem sog. Kommutator, wie er in zahlreichen Formen in den Handel gebracht wird. Da bei ihnen aber gewöhnlich der Gang des Stromes wenig übersichtlich verläuft, ist es besser, eine Kombination von Leiterstücken so anzuordnen, daß man beim Umlegen einer Wippe die Richtung schnell wechseln kann. Wir verbinden mit ihr einen roten Pfeil, der in jedem einzelnen Falle erkennen läßt, wie die Richtung + nach − in dem vorgeschalteten Leiterstücke verläuft.

Läßt man die in der Nähe des Drahtes aufgestellte Magnetnadel schwingen, so erkennt man sofort, daß die Schwingungszahl in bestimmter Zeit größer ist, wenn die Nadel im inneren Teile des Stromfeldes schwingt, als wenn man sie in die peripheren Teile bringt, wodurch die schon oben auf Grund des Feilichtbildes geäußerte Vermutung bestätigt wird, daß die Feldkraft mit der Entfernung vom Felderäger auch hier abnehmen muß; nach welchem Gesetze dies geschieht, soll später ermittelt werden.

82. Ablenkende Wirkungen eines Stromes auf eine Magnetnadel; Örsted's Grundversuch. — Als Anwendungsbeispiel der im vorigen Paragraphen gewonnenen Erkenntnis über die Beziehung zwischen Strom- und Kraftlinienrichtung wollen wir die Ablenkungen

ableiten, welche eine Magnetnadel durch einen Strom erfahren muß, und gehen dabei von den entsprechenden Kraftlinienbildern aus; wir betrachten nur die beiden wichtigsten Spezialfälle.

a) Magnetnadel parallel zum Stromträger. Auf einem horizontal befestigten Leitungsdrahte wird ein Magnetstäbchen dem Drahte parallel befestigt, auf dieses ein Kartonblatt gelegt und das Kraftlinienbild nach Stromschluß erzeugt: Fig. 50.

Wir erkennen am Rande des Bildes bei S und S, wo der Strom allein wirkt, die Querrippung, welche von den den Stromträger konzentrisch umgebenden Kraftlinien herbeigeführt wird. Ihnen wohnt ein Richtungssinn inne, der in unserem Falle (vgl. die über S und S eingezeichneten Pfeile) in der Bildebene von unten nach oben gerichtet ist. Dort, wo der Wirkungsbereich des in dem Stromfelde liegenden Magnetstäbchens sich geltend macht, werden diese Rippen stark verschoben. Bei dem Nordpole n sind die von unten kommenden Stromkraftlinien ganz verdrängt worden, denn hier liegen die Eisenteilchen ohne jede erkennbare Richtung durcheinander. Dagegen sind die von n hervorquellenden Magnetkraftlinien mit den von hier aus nach oben zu weiter gehenden Stromkraftlinien verschmolzen. Man sieht die oberhalb n ausgehenden Kraftlinien am rechten Ende des Stäbchens geradezu in echte „Stromrippen“ übergehen.

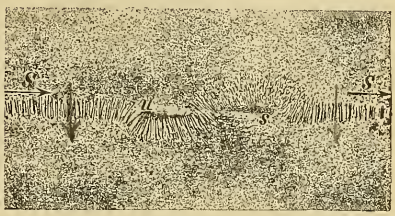


Fig. 50.

Jenseits der Indifferenzzone des Magneten kehrt sich das Verhältnis um. Der Südpol s nimmt die von unten her kommenden Stromkraftlinien in sich auf, sie verschwinden an dieser Sinkstelle, der darüber liegende Raum ist ganz von ihnen gesäubert. Denken wir uns das Magnetstäbchen um seinen Mittelpunkt in einer zur Drahtachse parallelen Ebene drehbar, so wird durch die Kraftlinienspannung der n-Pol nach oben, der s-Pol nach unten gezogen.

Wird also ein Stromträger mit seinem geradlinigen Teile in der Richtung des magnetischen Meridians von unten her einer Deklinationsnadel genähert, wobei er horizontal, also der Nadel parallel gehalten wird, so wird diese aus der N-S-Richtung abgelenkt.

Wird der Stromträger in gleicher Weise von oben her an die Nadel herangebracht, so schlägt sie wiederum aus, aber nach der entgegengesetzten Seite.

In dieser Form stellt der Versuch das 1819 von Ørsted in Kopenhagen entdeckte Grundphänomen des Elektromagnetismus dar.

Schon etwa 1802 hatte Romagnosi bemerkt, daß eine Magnetnadel in der Nähe eines stromführenden Leiters eine Ablenkung erfährt. Ørsted stellte die Richtung derselben fest und ihre gesetzmäßige Verknüpfung mit der Stromrichtung.

b) Magnetnadel senkrecht zum Stromträger. Wird ein Strom S (Fig. 51) nördlich oder südlich von einer Deklinationsnadel $n\,s$ vertikal vorüber geführt, so ergibt sich eine Kraftlinienverkettung, wie sie die Fig. 51 darstellt.

Um den Leiterquerschnitt S herum zieht sich das konzentrische Ringsystem der Stromkraftlinien (vgl. das ungestörte Bild Fig. 48). Auf der Seite, wo der Magnet mit seinem Quellpunkte n und seiner Sinkstelle s hinzutritt, verschmelzen die beiden Felder miteinander. Der Strom fließt im Falle der Fig. 51 von hinten nach vorn (wie der Punkt in der Mitte von S [nach S. 110] andeuten soll; Fig. 49a) entsprechend laufen die Stromkraftlinien dem Uhrzeiger entgegengesetzt, wie auch ihr Verhalten zu der Quelle n, bzw. der Senke s sofort erkennen läßt. Ist der Magnetstab um seinen Mittelpunkt drehbar, so erfolgt auch hier eine Ablenkung, welche ihn quer zur Strombahn zu stellen sucht.

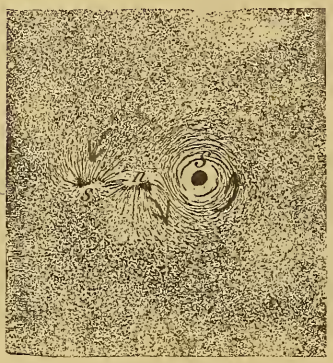


Fig. 51.

83. Ablenkungsregeln: Daumenregel; Ampère's Schwimmregel. — Bezüglich der Richtung, in welcher die Nadelablenkung erfolgt, sind verschiedene Regeln aufgestellt worden. Dieselbe hängt ebenso wie die Kraftlinienrichtung selbst eindeutig mit der Stromrichtung zusammen. Da der Nordpol immer in der Richtung der Kraftlinien bewegt wird, der Südpol dieser entgegen, so ergibt sich die Ablenkung stets schon unmittelbar aus der in § 81 formulierten „Uhrzeigerregel", oder den anderen daselbst angeführten Regeln.

Vielfach ist es bequem gefunden worden, die Richtungsverhältnisse gewisser Teile unseres Körpers zueinander zu benutzen. Denken wir uns z. B. die rechte Hand so an den Stromträger gelegt, daß der Strom die Richtung von der Handwurzel nach dem Mittelfinger hat, und die Handfläche der Magnetnadel zugekehrt ist, so wird der Nordpol der Nadel in der Richtung des Daumens abgelenkt. In Fig. 50 müßte die rechte Hand von ~~rechts~~ links (Handwurzel) nach ~~links~~ rechts (Mittelfinger) mit dem Handrücken nach unten gelegt werden, weil der Leiter unterhalb der Nadel vorbeiführt. In Fig. 51 ist die rechte Hand von unten her durch die Zeichnungsebene gesteckt mit der Hohlhand nach links gewendet zu denken; der n-Pol wird dann in der Tat in der Richtung des ausgestreckten Daumens fortgezogen.

Wir wollen diese Regel die „Daumenregel" nennen. Dem Gedächtnisse einzuprägen ist bei ihr, daß sie sich auf die rechte Hand und den Nordpol bezieht. Die Ablenkung des Südpoles ergibt sich von selbst, da sie immer die entgegengesetzte des Nordpoles ist.

Von M. Th. Edelmann wird ein durchsichtiges, aus Celluloid bestehendes Modell einer Hand gefertigt, welches in Verbindung mit einem vertikalen beweglichen Magnetstabe und einem Stromträger die Beziehungen dieser Daumenregel in der Projektion vorzuführen gestattet, vgl. das § 6 S. 5 erwähnte Instrumentarium.

Eine andere Regel, von Ampère angegeben, ist unter dem Namen der „Schwimmregel“ bekannt. Sie bezieht sich auf eine dem ganzen Körper im Stromkreise gegebene Lage und lautet: Denkt man sich in dem Leiter mit dem Strome schwimmend und sieht die Nadel an, so wird ihr Nordpol nach der Seite der linken Hand, ihr Südpol nach der der rechten abgelenkt. In Fig. 50 müßte man also auf dem Rücken mit den Füßen rechts, mit dem Kopfe links liegend, von unten her gegen das Kraftlinienbild blicken; dann wird der n-Pol der darüber liegenden Magnetnadel in der Tat nach links, in der Figur nach oben, der s-Pol nach rechts (nach unten) hin abgelenkt. In Fig. 51 hätte man aufrecht stehend nach der Nadel zu blicken. Bei der Ampère'schen Regel ist „Linke Hand ≡ Nordpol“ zu merken.

Diese Schwimmregel hat eine gewisse Berühmtheit erlangt. Wir ziehen die „Daumenregel“ vor, denn das Hineindenken des ganzen Körpers in eine oft höchst unbequeme Lage ist komplizierter, als das auch nur gedachte Anlegen einer Hand. An einer in Gang befindlichen Dynamomaschine mit der Ampère'schen Schwimmregel zu operieren, kann lebensgefährlich werden; jeder weiß, wie das intensive Sichhineindenken in eine Körperlage dazu verführt, dieselbe tatsächlich zum Teil einzunehmen, was inmitten von Treibriemen, Kurbeln und Stangen nicht unbedenklich ist.

84. Stromrichtungsanzeiger. — Auf der Anwendung der soeben betrachteten Ablenkungserscheinung einer Magnetnadel in dem Felde eines ihrer Ruhelage parallelen Stromträgers beruht eine Reihe von Instrumenten, welche zunächst den Zweck haben, das Vorhandensein eines Stromes überhaupt anzuzeigen.

So bemerkt man solche Stromanzeiger in Telegraphenbureaus, wo sie anzeigen, ob eine Leitung belegt oder frei ist. Wird an einer in der Horizontal- oder Vertikalebene beweglichen Magnetnadel ein Strom dicht vorübergeführt, so schlägt sie in dem einen oder anderen Sinne aus und läßt neben dem Vorhandensein eines Stromes auch seine Richtung erkennen.

Solche Stromrichtungsanzeiger wendet man bei Schaltbrettern an, um sogleich zu erkennen, ob der Strom im richtigen Sinne verläuft. Wird z. B. eine Akkumulatorenbatterie von einer Dynamomaschine oder einer Zentrale aus geladen, so würde eine Umkehrung der Stromrichtung höchst bedenkliche Folgen haben können.

Gewöhnlich ist dann an dem Richtungszeiger die einer bestimmten Ausschlagsrichtung entsprechende Stromrichtung unmittelbar angeschrieben.

85. Ein Magnetpol im Stromfelde. — Einen einzelnen Pol können wir niemals herstellen. Immerhin kann man bei Verwendung langer dünner Magnetstäbe, die man parallel der vertikal gestellten Achse eines konzentrischen Magnetkraftfeldes in einer zu dieser senkrechten, also horizontalen Ebene befestigt, an der Stelle des einen oder anderen Stabpoles die Veränderungen untersuchen, welche jeder einzelne Magnetpol in diesem Felde gesondert hervorruft.

So wurden die Figuren 52 und 53 in der Weise erhalten, daß man in dem Stative Fig. 47 dicht neben der Durchbohrung, durch welche der Strom-

träger hindurchgeht, die Enden langer Magnetstäbe in entsprechenden Löchern im Brette C so befestigte, daß ihre Achsen der Stromachse parallel liefen.

Die Fig. 52 zeigt uns die Deformation, welche in dem konzentrischen Magnetkraftlinienfelde eines Stromes durch einen Südpol s hervorgebracht wird. Der Strom S steigt durch die Bildebene von rückwärts nach vorn hindurch. Wir vergleichen das Bild mit dem der Fig. 48, welches das ungestörte Feld darstellt. Von den Kraftlinien, welche in dichter Schar den Drahtquerschnitt S umströmen, endet ein großer Teil in der Sinkstelle s. Hier treten sie in der Bildebene aus dem offenen Felde aus und dringen in das Material des magnetisierten Stahlstabes ein, wodurch oberhalb s eine feilichtfreie Stelle entsteht. In weitem Bogen strömen Kraftlinien, welche nicht mehr in den Bereich der Sinkstelle hineingezogen werden, um diese herum und schließen sich mit Linien auf der anderen, nicht gestörten Seite zusammen. Denken wir an die Zugwirkung längs der Kraftlinien, denen die Massen, an denen sie festhaften, nachgeführt werden, so lehrt der Anblick unseres Bildes, daß der Pol s einen Bewegungsantrieb quer

Fig. 52.

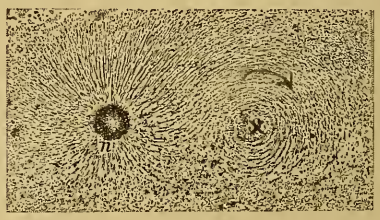


Fig. 53.

zu dem Stromträger S erfahren muß, der ihn im Sinne der Kraftlinien, im Bilde also uhrzeigermäßig, rings um den Strom herum zu ziehen strebt.

Bringen wir eine hinreichend ergiebige Kraftlinienquelle in Gestalt des Nordpoles n, Fig. 53, in das Stromfeld, so bemerken wir, daß die von dem Pole n ausgehenden Kraftlinien sich mit einer entsprechenden Zahl von Kraftlinien, welche den Strom S umschließen, vereinigen und so vollständige Stromkraftlinien werden. Der Strom hat absteigende Richtung, die Kraftlinien gehen also im Sinne des Uhrzeigers um S herum.

In der Nähe der Kraftachse selbst bemerken wir noch in sich zurücklaufende Stromkraftlinien. Von n gehen außerdem Kraftlinien nach unten, welche keinen Zusammenschluß mit Stromkraftlinien finden; sie werden weggedrängt, so daß im unteren Teile des Bildes ein von Kraftlinien ziemlich freier Raum entsteht. Hierauf beruht das schon von uns benutzte Zustandekommen eines einseitigen Bewegungsantriebes, § 81 in der Richtung der Magnetkraftlinien des Stromes. Die beiden Bilder Fig. 52 und 53 zeigen, wie Stromkraftlinien und Magnetkraftlinien miteinander verschmelzen und sich zu einem gemeinsamen Felde wie die Kraftlinien zweier Dauermagnete vereinigen.

Doch ist niemals zu vergessen, daß zu jedem dieser beiden Bilder ein anderes existiert, in welchem die Kraftlinienverkettung gerade die umgekehrte ist wie die hier in Fig. 52 und 53 uns entgegentretende; dasselbe liegt in jener Querschnittsebene des Feldes, welche durch den anderen Pol hindurchgeht.

86. Elektromagnetische Rotationserscheinungen. — Den Kraftlinienbildern Fig. 52 und 53 entsprechend müßte ein frei beweglicher Magnetpol in einem Stromfelde rings um den Träger herum rotieren; da rings um die Kraftachse eines Stromfeldes völlige Symmetrie herrscht, so würden wir genau die gleiche Verknüpfung in bezug auf

diese erhalten, wenn die Pole s oder n der Figuren 52 und 53 um 90^0, 180^0, 270^0, 360^0 usw. in gleichem Abstande um den Strom S gewandert wären, d. h. die Rotation müßte sich gleichförmig fortsetzen, so lange als der Strom überhaupt zirkuliert. Es fragt sich nur, ob wir die Anordnung so treffen können, daß eine solche fortdauernde Rotation wirklich in die Erscheinung treten kann. Das einfachste Mittel scheint zu sein die Kraftachse in geeigneter Höhe knieförmig umzubiegen und so die Gegenwirkung auf den entgegengesetzten Stabpol unschädlich zu machen. Man erhält dann einen „unipolaren elektromagnetischen Rotationsapparat".

Gewöhnlich ist die Anordnung so getroffen, daß zwei oder mehrere mit gleichnamigen Polen nach derselben Seite hin gekehrte Magnetstäbe vertikal in ihrer Mitte in einem Träger befestigt sind, der entweder an einem Faden

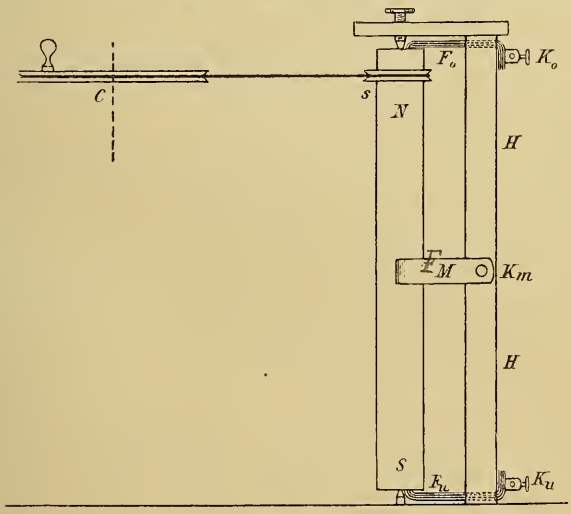


Fig. 54.

hängend oder mit einer Spitze in einem Näpfchen gelagert sich frei herumdrehen kann. Durch eine zwischen den unteren Hälften der Magnete emporragende Metallsäule wird der Strom zugeleitet, durch Quecksilberkontakt auf den beweglichen Teil selbst übertragen und von diesem vermittelst eines in eine das Ganze konzentrisch umschließende Quecksilberrinne tauchenden Metallhakens wieder abgenommen. So kommt nur die Wirkung auf die nach unten gekehrten Magnetpole zur Geltung; das ihr entsprechende Kraftlinienbild erhält man, wenn man um den stromdurchflossenen Draht S der Figuren 52 oder 53 die entsprechende Zahl entsprechender Pole anordnet.

Man kann auch die verschiedenen gleichgerichteten Magnetstäbe zu einem einzigen Stabe vereinigen und die Anordnung nach Art der Figur 54 treffen, welche später im III. Abschnitte noch von besonderer Bedeutung werden wird: Ein kräftiger zylindrischer Magnetstab NS mit kleinen Vertiefungen in der Mitte seiner Endflächen ist mit diesen zwischen Spitzen in vertikaler Stellung (besser als in horizontaler) gelagert, welche von dem auf dem Grundbrette des Apparates befestigten Holzträger HH getragen werden. Zwei aus umgebogenen übereinander gelegten Kupferblechstreifen bestehende Schleiffedern F_o und F_u (wie sie ähnlich bei den Schleifkontakten von Kurbelrheostaten verwendet

werden) greifen den Stab von oben und unten her an, und stellen den Kontakt mit den Klemmen K_o und K_u her (der Strom wird besser durch solche Schleiffedern als durch die Spitzen zugeleitet, weil diese bei etwas kräftigeren Strömen leicht verbrennen). Am Äquator des Magnetstabes schleift die in gleicher Weise hergestellte Mittelfelder F_m, welche zu der Klemme K_m führt. An dem Stabe sitzt oben oder unten die geriefte Schnurscheibe s; von ihr geht ein Riemen zu der großen Scheibe einer Zentrifugalmaschine C, auf der eine Fahne befestigt ist, um die Drehungen deutlich sichtbar zu machen. Verbindet man K_o und K_m oder K_m und K_u mit den Polen der Batterie, so rotiert der Stab im einen oder anderen Sinne, während sich die beiden Drehimpulse gegenseitig aufheben, wenn man K_o und K_u mit ihnen verbindet.

Man kann auch den unten durch Platin beschwerten Magnetstab in aufrechter Stellung in Quecksilber schwimmen lassen und den Strom durch dieses und den Stab hindurch leiten; dann dreht sich der Magnet um seine Achse.

Wenn man derartige rotierende Bewegungen in der Projektion oder im Schattenrisse zeigen will, begegnet man der Schwierigkeit, daß man im Bilde nicht erkennen kann, ob sich der betreffende Teil rechts herum oder links herum dreht. Um dies hervortreten zu lassen, befestigt man an der Drehachse (nach einem Vorschlage von M. Th. Edelmann) einige Windungen einer rechtsgängigen Spirale, die dann entweder aufzusteigen oder abzusteigen scheint.

Durch die Umbiegung der Strombahn in Form eines Hakens, oder die seitlich schleifende Feder F_m der Fig. 54 kommt aber in die ganze Anordnung eine Unsymmetrie hinein, und da wir niemals einen einzelnen isolierten Pol herstellen können, sondern immer die entgegengesetzte Wirkung auf den anderen Pol mit in Kauf nehmen müssen, konnte Zweifel darüber entstehen, ob die tatsächlich beobachtete Rotation wirklich im Sinne einer Zugwirkung der Kraftlinien entsprechend den Figuren 52 und 53 aufzufassen sei oder nicht.

In der Tat hat sich in neuerer Zeit ein sehr bemerkenswerter Meinungsaustausch darüber entsponnen, ob die Verifizierung der genannten elektromagnetischen Bewegungsantriebe auf experimentellem Wege nicht vielleicht auf einem Trugschlusse beruhe. Die Frage hängt aufs engste mit einer anderen, später in der Lehre von der Induktion zu behandelnden über die sog. unipolare Induktion zusammen.[1]

Aus der sehr anregenden Diskussion, welche eine Menge wertvoller Einzelheiten und eine ungeheuere Variation der Versuchsanordnungen zutage gefördert hat, geht jedenfalls so viel hervor, daß man die an den oben beschriebenen Vorrichtungen und an dem weiter unten in § 88 noch zu beschreibenden Apparate zu beobachtenden Rotationen im Ganzen wirklich als durch die unipolare Wirkung des stromdurchflossenen Leiters auf den Magneten betrachten

---

[1] Vgl. darüber: E. Lecher, Eine Studie über unipolare Induktion. Sitzungsber. der Wiener Akademie math.-naturw. Kl. **103.** Abth. IIa, Okt. 1894 und Wied. Ann. der Phys. u. Chem. **54.** p. 276. 1895, woselbst von p. 281 an die hier in Frage kommenden Rotationserscheinungen besprochen werden. Ferner: Derselbe, Über einen experimentellen und theoretischen Trugschluß in der Elektrizitätslehre. Sitzungsber. der Wiener Akademie math.-naturw. Kl. **108.** Abt. IIa, Juli 1899 und Wied. Ann. der Phys. u. Chem. **69.** p. 781. 1899. Dagegen wenden sich gegen die Einwände des Genannten: W. König, Zwei Erwiderungen, Drude's Ann. für Phys. **2.** p. 854. 1900 und Ed. Hagenbach, Der elektromagnetische Rotationsversuch und die unipolare Induktion. Programm zur Rektoratsfeier der Universität Basel. 1900. Endlich diskutiert die ganze Frage in neuester Zeit noch einmal sehr gründlich: S. Valentiner in einer besonderen Schrift: „Die elektromagnetische Rotation und unipolare Induktion" (Karlsruhe 1904), in der auch die einschlägige Literatur ziemlich vollständig aufgeführt wird. E. Dorn behandelt in seiner „Bemerkung über die elektromagnetischen Rotationsapparate" in Drude's Ann. für Phys. **11.** p. 589. 1903 die Frage vom Standpunkte der Kraftlinienzugwirkung aus; seine Anschauungsweise steht der im vorliegenden Buche vertretenen am nächsten.

kann. Eine ganz andere Frage ist es, welchem einzelnen Stücke der ganzen Strombahn der hauptsächlichste Anteil an dieser Wirkung zuzuschreiben ist; hier können die Meinungen sehr weit auseinander gehen, und sie weichen in der Tat auch entsprechend den verschiedenen theoretischen Ausgangspunkten der einzelnen Autoren weit voneinander ab.

87. Kraftfeld einer Stromröhre. — Eine gleichmäßig vom Strome durchflossene Röhre übt in ihrem Inneren keine magnetischen Wirkungen aus, während im Außenraume der Kraftlinienverlauf ein ganz analoger wie bei einem stromdurchflossenen Drahte von gleichem Querschnitte ist.

Auf die nicht zu kurze von einem kräftigen Stative gehaltene Metallröhre *a* Fig. 55 paßt die Röhre *b* so, daß sie leicht auf erstere aufgesteckt und von ihr abgehoben werden kann.[1] Die einzelnen Fasern zweier dicker kupferner Leitungskabelstücke werden aufgewickelt und gleichmäßig verteilt an dem Rande je eines Röhrenstückes festgelötet, so daß der etwa von oben her eingeleitete Strom sich gleichmäßig über den ganzen Röhrenmantel verteilt und erst unten wieder gesammelt abfließt. In der Nähe des oberen Randes der unteren Röhre wird außen und innen je eine flache Korkscheibe c_a und c_i festgeklemmt, auf die je ein geeignet ausgeschnittenes Kartonblatt oder eine Glasscheibe gelegt wird, die man mit Eisenfeilicht gleichmäßig bestreut. Setzt man dann die obere Röhre *b* auf und läßt nun durch die Röhren einen kräftigen Strom gehen, so ordnen sich bei mäßigem Klopfen außerhalb die Feileichtteilchen konzentrisch, wie in Fig. 48, im Inneren bleiben sie dagegen wirr durcheinander liegen, wovon man sich nach Abheben der Röhre *b* überzeugt; durch vorsichtiges Besprühen mit Schellackspray kann man das Gesamtbild fixieren, oder man hält es photographisch fest (vgl. die oben genannte Arbeit von W. König, woselbst die den Vorgang erläuternden Kraftlinienbilder nach photographischen Aufnahmen mitgeteilt sind).

In bezug auf das Innere heben sich also die magnetischen Wirkungen der einzelnen Stromfäden auf; der Versuch stellt ein Analogon zu dem bekannten Satze der Elektrostatik dar, wonach sich die Wirkungen einer über einem Leiter verteilten elektrischen Ladung nach eingetretenem Gleichgewichte in bezug auf jeden Punkt im Inneren desselben aufheben.

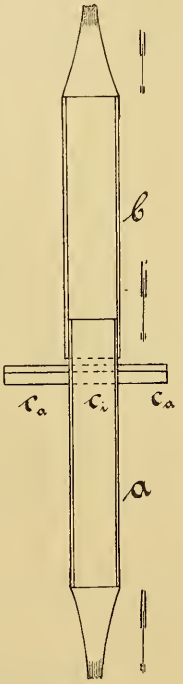


Fig. 55.

88. Der Fleischmann-König'sche Rotationsapparat. — Der folgende, sehr instruktive elektromagnetische Rotationsapparat nach L. Fleischmann[2] und W. König[3] benutzt die im vorigen Paragraphen nachgewiesene Eigenschaft einer gleichmäßig vom Strome durchflossenen Röhre *e e* Fig. 56 nach innen hin nicht magnetisch zu wirken. Verwendet werden U-förmig gebogene Stabmagnete *m m*, deren eine Pole, etwa die Südpole, in das Innere der Röhre versenkt

[1] W. König, Wied. Ann. der Phys. u. Chem. **60.** p. 522. 1897.

[2] L. Fleischmann, Über die Wirkung eines geraden Stromes auf einen sog. magnetischen Pol. Zeitschrift für den physikal. u. chem. Unterricht **8.** p. 361. 1894—95.

[3] W. König, Ein elektromagnetischer Rotationsapparat, Wied. Ann. d. Phys. u. Chem. **60.** p. 519. 1897.

werden, deren Nordpole aber der Wirkung des magnetischen Außenfeldes ausgesetzt sind.

Damit auch die Rückwirkung der Magnete auf den Stromträger zu Erscheinung gebracht werden kann, was bei diesem Apparate besonders von Bedeutung ist, ist folgende Anordnung getroffen: Auf einem durch drei Fuß-

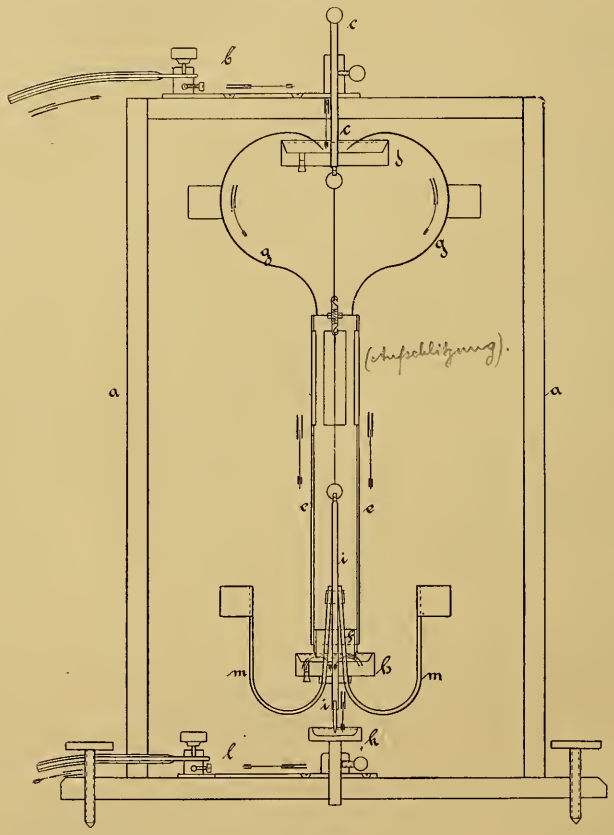


Fig. 56.

schrauben einzustellenden Grundbrette trägt der Holzrahmen *a a* Fig. 56 die obere Stromzuleitung *b*, von der ein hoch und tief zu stellender Messingstab *c c* herabgeht. Derselbe trägt unten das in einer Hartholzscheibe ausgetiefte Quecksilbernäpfchen *d*, welches in der Nähe seines Randes eine durch einen Stopfen von unten her verschlossene Öffnung zum Ablassen des Quecksilbers besitzt. An dem Stabe *c c* ist unten in einem Messingringe vermittelst einer Reihe aneinander geknüpfter ungedrillter Bündel von Kokonfäden die Aluminiumröhre *e e* befestigt, die unten mit einem Ringe *f* aus dünnem Platinbleche versehen ist. Von der Röhre *e e* greifen vier am Ende zugespitzte Messingarme *g g* nach oben hin in das Näpfchen *d* ein, so daß dem Röhrenmantel von hier aus Strom zugeführt werden, und sich die Röhre selbst dabei doch frei um ihre Achse drehen kann. Am oberen Röhrenende ist ein Schraubstück derart befestigt, daß ein Haken, an dem mittels Kokonfäden der unten zugespitzte Eisenstift *i i*

hängt, durch Drehen der betreffenden Stellmutter um kleine Beträge gehoben oder gesenkt werden kann; dies hat den Zweck, daß das Quecksilbernäpfchen *h*, welches mit dem Stifte *i i* fest verbunden ist, so eingestellt werden kann, daß der Rand des Platinringes *f* an der Röhre *e e* gerade eben in das Quecksilber in *h* eintaucht. Beim Einknüpfen der Fäden kann die dazu nötige Fadenlänge nie genau genug getroffen werden. Um den gegen die Stromröhre beweglichen Teil *i h* in die Röhre *e e* einhängen zu können, ist derselbe oben aufgeschlitzt. Man kehrt die Röhre *e e* zunächst um, legt *h* mit *i* und dem Faden auf, hängt die Fadenschlinge ein, dreht das Ganze um und reguliert nun den Abstand zwischen *h* und *f* passend ein. Auch das untere Näpfchen *h* hat eine Öffnung zum Ablassen des Quecksilbers. Die Spitze von *i i* taucht in den Eisennapf *k*, welcher mit der Stromableitung *l* in direkter leitender Verbindung steht. Somit kann die Röhre kontinuierlich vom Strome durchflossen werden, wobei sie sich so weit herum drehen kann, bis die Rückwirkung der Fadentorsion dem wirkenden Drehmomente gleich geworden ist.

Mit diesem Stromsysteme wird nun das System von U-förmig umgebogenen Magnetstäben *m m* in der Weise in Wechselwirkung gesetzt, daß die einen Pole der letzteren durch das Näpfchen *h* hindurchgesteckt und an dem Träger *i i* in der Achse der Röhre *e e* befestigt werden. Der Strom geht dann nach wie vor noch von der Peripherie von *e e* durch *f* hindurch innerhalb *h* radiär von außen nach innen, um durch *i* und *k* abzufließen. Die in das Innere von *e e* versenkten Pole erfahren von seiten der Stromfäden die Wirkung Null, während die außen liegenden Pole der vollen elektromagnetischen Wirkung des stromdurchflossenen Leiters ausgesetzt sind. Um die dabei resultierenden Bewegungsantriebe weithin sichtbar zu machen, sind die Bügel *g g* sowie die freien Enden der Magnetstäbe *m m*, von denen man um die Wirkung zu verstärken 8 bis 12 verwendet, mit verschiedenfarbigen Papierfahnen versehen, wie sie in der Figur angedeutet sind.

Um sich einen Einblick in den Kraftlinienverlauf bei dieser Anordnung zu verschaffen, kann man so verfahren, daß man durch die Korkscheiben *c* des Apparates Fig. 55 eine Reihe stark magnetisierter Stricknadeln steckt und zwar die einen Pole einer Gruppe durch die Mitte des Korkes c_i, die entgegengesetzten Pole ebenso vieler anderer Magnetstäbe in gleichen Abständen um die Röhre gleichmäßig verteilt durch c_a.

Die oberen Enden dieser Stäbe sollen gerade bis an die Unterflächen der Kartonscheiben bzw. der Glasplatten heranreichen. Erzeugt man jetzt die Kraftlinienbilder beim Stromdurchgange durch die Röhre, so sieht man im Inneren das Feilicht nur radiär nach den vereinigten Magnetpolen hin angeordnet; nichts verrät die Tendenz zu einem Drehungsimpulse. Außen dagegen ziehen sich von jedem Pole aus kometenschweifartig umbiegende Kraftlinien spiralförmig um die Röhre herum; deren Kraftlinienzug ist es, der in den folgenden Versuchen die Drehungen bedingt.

Mit dem Apparate (Fig. 56) kann man die folgenden vier Versuche anstellen:

1. Man hält die Röhre fest. Dann rotiert das Magnetsystem in dem durch die Stromrichtung nach § 81 bestimmten Umdrehungssinne.

2. Man hält die Magnete fest und läßt die Stromröhre frei (nachdem man nach der Stromunterbrechung die Fäden sich hat vollkommen wieder enttordieren lassen). Die Röhre erfährt einen Bewegungsantrieb, der demjenigen entgegengesetzt gerichtet ist, welcher vorher bei derselben Stromrichtung auf die Magnete ausgeübt wurde. Es wirkt daher nicht nur der Achsenträger bewegend auf einen in seinem Felde befindlichen Magnetpol, sondern auch umgekehrt der Magnet bewegend auf den Stromträger.

Dies wird noch augenscheinlicher, wenn man

3. sowohl die Röhre als auch die Magnete frei läßt. Dann rotiert der Stromträger in dem einen, die Magnete in dem entgegengesetzten Sinne.

Besonders bemerkenswert ist dabei noch, daß auch hier das Prinzip von der Gleichheit von aktio und reaktio gilt, was man sofort sieht, wenn man

4. auf den Rand von *h* einen Metallbügel legt, der die Röhre *e e* am Ringe *f* festklemmt, so daß jetzt die beiden elektromagnetisch aufeinander wirkenden Systeme, Strom und Magnet, zu einem Ganzen fest miteinander verbunden sind. Alsdann tritt gar keine Bewegung relativ zur Umgebung ein; die beiden in 3. zur Geltung gekommenen Wirkungen vermögen also sich vollkommen zu kompensieren, sie sind folglich einander gleich.

Hebt man den Bügel ab, so nehmen die beiden frei beweglichen Systeme ihre entgegengesetzten Drehungen sofort wieder auf.

89. Das elektromagnetische Grundgesetz: Gesetz von Biot und Savart. — Nachdem wir uns in den voranstehenden Paragraphen über die Kraftlinienanordnung im konaxialen Magnetfelde im allgemeinen orientiert und einige unmittelbare und wichtige Folgerungen aus dem hier angetroffenen Verlaufe dieser Linien in bezug auf die Wirkungen, welche ein Strom auf einen beweglichen Magneten ausüben muß, abgeleitet haben, wollen wir jetzt dazu übergehen, die quantitative Gesetzmäßigkeit zu ermitteln, welche die Größe der einen geradlinigen Stromträger begleitenden magnetischen Kräfte beherrscht. Hervorzuheben ist zunächst noch einmal die schon in § 81 festgestellte eigentümliche Richtung dieser Kräfte. Dieselbe steht senkrecht zu der Ebene, welche durch die Kraftachse und den Punkt, an dem wir die Kraft ins Auge fassen, den „Aufpunkt", hindurchgeht.

Derartig gerichtete Kräfte in der Natur anzutreffen, erregte anfangs große Verwunderung. Man hatte bis dahin immer nur mit Kräften zu tun gehabt, welche in die Verbindungslinie der aufeinander wirkenden Agentien, die in gewissen Zentren konzentriert gedacht werden konnten, fielen, mit sog. „Zentralkräften", und glaubte in dieser Eigenschaft ein notwendiges Bestimmungsstück des Kraftbegriffes erblicken zu müssen. Die elektromagnetischen Kräfte wollten sich dieser Vorstellung nicht fügen; es blieb nichts anderes übrig, als eben den Kraftbegriff so zu erweitern, daß er auch solche „quergerichtete" Kräfte mit umfassen konnte. Wir denken uns an dem Aufpunkte den Einheitspol + 1 gelegen und untersuchen den mechanischen Antrieb, den derselbe hier erfährt nach Richtung und in Dynen gemessener Größe und nehmen als durch die Erfahrung einfach gegeben hin, daß der Antrieb weder gegen den stromführenden Leiter hin, noch von ihm weg, sondern überall senkrecht zu diesem gerichtet ist.

Ferner wurde schon oben in § 79 S. 108, sowie später in § 81 S. 110 darauf hingewiesen, daß die Feldstärke im konachsialen Magnetsystem mit wachsender Entfernung von seinem Träger ganz augenscheinlich abnimmt. Biot und Savart haben (1820) zuerst das Gesetz dieser Abnahme genauer untersucht und fanden, daß die Feldstärke in dem Grade ab-, wie die Entfernung von der Achse zunimmt.

Dies läßt sich (nach MAXWELL) mit großer Sicherheit aus einem Versuche mit negativem Resultate folgern. Man befestigt einen oder mehrere Stabmagnete in einer zu einer geradlinigen Kraftachse senkrechten Ebene derart, daß sie um den Leiter, immer auf ihn hinzeigend, rotieren können, Fig. 57. Dennoch findet eine Drehung weder im einen noch im anderen Sinne statt, wie die Erfahrung lehrt, woraus folgt, daß das Drehungsmoment, welches den Pol n, Fig. 60, in der Richtung des Uhrzeigers um den Stromträger S zu führen strebt, gerade so groß ist, wie das, welches s im anderen Sinne zu drehen sucht, vgl. auch das Kraftlinienbild Fig. 51 S. 112; also ist die Kraft bei s selbst im Verhältnis von ~~nS/sS~~ k_1/k_2 kleiner wie bei n geworden, wie wir weiter unten noch genauer darlegen wollen.

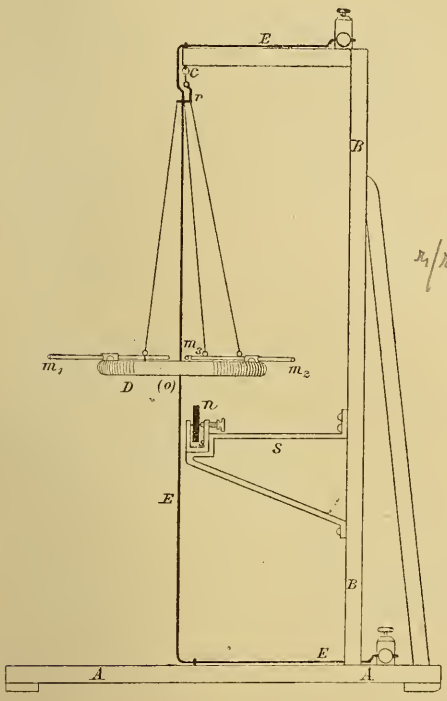


Fig. 57.

Der Versuch läßt sich etwa in der folgenden Form anstellen: Auf einem mit Füßen

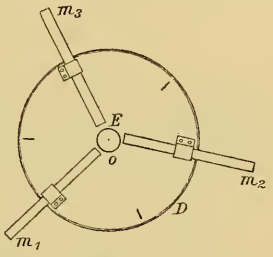


Fig. 58.

versehenen Grundbrette $A\,A$, Fig. 57, von $40 \times 40\,\text{cm}^2$ Fläche ist die meterhohe, geeignet versteifte Säule $B\,B$ in vertikaler Stellung befestigt, welche oben an einem 20 cm langen Querarme den Haken C trägt. An diesem ist mittels eines dünnen aber festen Fadens der kleine Metallring r befestigt, der sich in der Figur als horizontaler Strich verkürzt darstellt; er hat oben einen nach innen eingebogenen Haken, welcher mittels eines Fadens an C befestigt ist. An dem Ringe r ist durch drei Schnüre die in der Mitte bei o durchbohrte Holzscheibe D befestigt. Die Schnüre sind in drei gleich weit voneinander abstehende Messingösen auf D gebunden, vgl. Fig. 58, welche diese Scheibe D von oben gesehen darstellt. Auf der Scheibe sind die drei gleich großen und gleich stark magnetisierten Magnetstäbe m_1, m_2, m_3 befestigt. Sie weisen mit denselben Polen nach der zentralen Durchbohrung o hin und sind mit der Scheibe um den Aufhängepunkt des Ringes r frei beweglich. Durch ihr Kraftliniensystem ist der Stromträger $E\,E\,E$ axial hindurchgeführt. Er geht von einer oben auf der Säule B befestigten Klemmschraube aus nach einer Ausbiegung durch die Ringmitte r nach unten und durch die Mitte der

Scheibe D hindurch, vgl. auch Fig. 58; auf dem Grundbrette A entlang ist er nach einer zweiten Klemmschraube hingeführt. Kann sich das Magnetsystem auch nicht vollständig um den Stromträger EEE herumdrehen, weil der den Ring r tragende Draht an den Leiter anstößt, so hat es doch eine genügende Bewegungsfreiheit, um eine deutliche elektromagnetische Reaktion zu zeigen, falls sich die Wirkungen auf die entgegengesetzten Pole je eines der Magnetstäbe nicht gerade aufheben. Um zu zeigen, daß ein Stromfeld vorhanden ist, obgleich die Stäbe nicht rotieren, wird auf dem Träger s die kleine Magnetnadel $n\,s$ um eine horizontale zur Stromrichtung senkrechte Achse beweglich befestigt und so nahe an den Draht E herangebracht, daß sie deutlich ausschlägt, wenn der Strom zirkuliert; oder man stellt verschiedene Deklinations- und Inklinationsnadeln in der Nähe des Stromträgers auf, doch so weit von den Magneten m entfernt, daß sie nicht m_1, m_2, m_3 wesentlich beeinflussen. (In der Fig. 57 ist also der Magnet $n\,s$ etwas zu groß und zu nahe an der Scheibe D gezeichnet.)

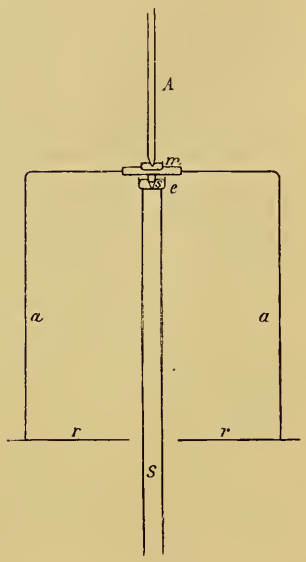


Fig. 59.

H. Haga hat eine andere Anordnung angegeben, welche den Magnetstäben m_1, m_2, m_3 die völlig freie Rotation um den Träger erlaubt. Die stromzuführende Metallsäule S (Fig. 59) trägt oben ein mit Quecksilber gefülltes Eisennäpfchen e, in welches die unten an der Metallscheibe m befestigte Stahlspitze s taucht. Von der Scheibe m gehen zwei Metallarme $a\,a$ zu einer großen ringförmigen Scheibe $r\,r$ aus Pappe oder Glimmer herab, auf der die Magnetstäbe, gegen die Achse von S hinzeigend, liegen. Die Scheibe m ist oben eingetieft, die Vertiefung mit Quecksilber gefüllt; in dieses taucht in der Achse der ganzen Vorrichtung die oben befestigte Stromableitung mit einer Spitze ein.

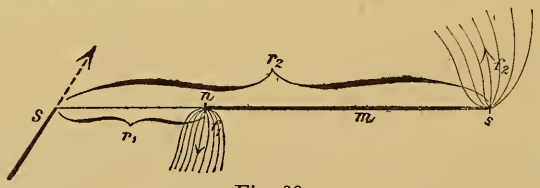


Fig. 60.

Man erkennt leicht den Unterschied dieser Anordnungen gegenüber den in § 86 beschriebenen unipolaren Rotationsapparaten. Hier liegen beide Pole in derselben Ebene des Stromfeldes, dort war man darauf bedacht die Wirkung des Stromes möglichst nur auf den einen Pol zu konzentrieren und den anderen aus dem Stromfelde nach Möglichkeit zu entfernen. Dort erhielt man kontinuierliche Rotationen, hier bleiben die Stäbe auch bei stärkstem Strome und größtem Stabmagnetismus in Ruhe (völlige Symmetrie der Anordnung vorausgesetzt).

Aus dem geschilderten Verhalten radiär in dem Felde eines Stromes angeordneter Magnetstäbe, Fig. 58, können wir das Verteilungsgesetz der Feldstärken unzweideutig herleiten.

Wir denken uns in Fig. 60 einen Magnetstab m in der Ebene des Papieres um einen Punkt S so beweglich, daß sein Abstand von demselben sich nicht ändern kann, und er immer auf ihn hinweist.

S ist der Durchstoßpunkt eines geradlinigen, von vorn nach rückwärts senkrecht zur Zeichenebene verlaufenden Stromträgers.

Die Stromkraftlinien gehen uhrzeigermässig um S herum. Die Entfernungen der beiden gleich starken Pole des Stabes m von der Kraftachse S seien r_1 und r_2. An den Stabpolen n und s greifen Zugwirkungen im Sinne der eingezeichneten Pfeile an, bei n im Uhrzeigersinne („zeigermäßig"), bei s im entgegengesetzten Sinne („gegenzeigermäßig"). Ist $+m$ bzw. $-m$ die Polstärke, $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ die Stärke des Stromfeldes an den beiden Stellen, so beträgt die Wirkung auf n nach § 49 $f_1 = + m\mathfrak{H}_1$ Dyne, die auf s analog $f_2 = - m\mathfrak{H}_2$ Dyne, wobei die Vorzeichen + und − zum Ausdruck bringen, daß die beiden Kräfte f_1 und f_2 den Magneten nach entgegengesetzten Richtungen zu drehen streben. Wir haben einen „einarmigen Hebel" vor uns, der um den Punkt S drehbar ist, und an dem die Kraft f_1 in der Entfernung r_1 (Hebelarm) in dem einen Sinne angreift, und die Kraft f_2 in der Entfernung r_2 im entgegengesetzten.

An einem solchen Hebel ist nur dann Gleichgewicht vorhanden, wenn die Produkte aus den Kräften in die entsprechenden Hebelarme, an denen sie angreifen, die sog. statischen Momente ($f_1 \cdot r_1$ und $f_2 \cdot r_2$) einander numerisch gleich sind.

In unserem Falle heben sich aber die beiden Wirkungen tatsächlich zu vollkommenem Gleichgewichte auf, da ein noch so starker Strom den Hebel weder im einen noch im anderen Sinne in Bewegung setzt. Es ist also

$$f_1 \cdot r_1 = f_2 \cdot r_2$$

oder

$$m\mathfrak{H}_1 \cdot r_1 = m\mathfrak{H}_2 \cdot r_2,$$

woraus folgt:

$$\mathfrak{H}_1 : \mathfrak{H}_2 = r_2 : r_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Die Feldstärke nimmt in dem Magnetfelde eines geradlinigen, sehr langen Stromteiles in dem Maße ab, wie die Entfernung von der Achse zunimmt.

Gewöhnlich bringt man dieses Gesetz der Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung in der Weise zum Ausdruck, daß man schreibt

$$\mathfrak{H} = \frac{C}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25a)$$

wo C eine noch näher zu erläuternde konstante Größe ist, in Worten: Die Stromfeldstärke ist der Entfernung umgekehrt proportional.

Man kann dieses Gesetz auch aus direkten Messungen mit Hilfe des Schwingungsvariometers, vgl. § 61 S. 74, ableiten, wie es Biot und Savart taten: Man läßt einen vor Luftzug durch einen Glassturz geschützten Glockenmagneten östlich oder westlich von einem vertikal aufgestellten stromdurchflossenen langen Drahte in verschiedenen Entfernungen r_1, r_2, r_3 ... von dessen Achse unter der Wirkung der resultierenden Feldkräfte schwingen und zählt die in bestimmter Zeit ausgeführten Einzelschwingungen z_1, z_2, z_3 . . .; je nach der Stromrichtung und der Stellung des Magneten ist die Kraft des Feldes, welches sich aus der Superposition des Erdfeldes und des Stromfeldes ergibt, gleich der Summe oder der Differenz der erdmagnetischen Horizontal-

komponente $\mathfrak{h}$ und der Stromfeldkraft $\mathfrak{H}_1$, $\mathfrak{H}_2$, $\mathfrak{H}_3$ . . . in den verschiedenen Entfernungen. Ist die Schwingungszahl im Erdfelde allein z_0, so ist beispielsweise:

$$\frac{\mathfrak{H}_1 - \mathfrak{h}}{\mathfrak{h}} = \frac{z_1^2 - z_0^2}{z_0^2} \quad \text{oder} \quad \mathfrak{H}_1 = \mathfrak{h} \cdot \frac{z_1^2}{z_0^2} \text{ usw.}$$

Man wird finden, daß $\mathfrak{H}_1 : \mathfrak{H}_2 : \mathfrak{H}_3 : = \frac{1}{r_1} : \frac{1}{r_2} : \frac{1}{r_3} : \ldots$ ist.

Es ist bemerkenswert, daß wir hier auf ein Wirkungsgesetz stoßen, bei dem die Wirkung nicht umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung, wie sonst in der Physik gewöhnlich, sondern umgekehrt der ersten Potenz der Entfernung abnimmt. Dies hängt mit den geometrischen Verhältnissen des Kraftfeldes aufs innigste zusammen. Betrachten wir die von einer punktförmigen Quelle nach allen Seiten hin gleichmäßig sich verbreitenden Wirkungen, wie wir es z. B. bei der Ableitung des Coulomb'schen Gesetzes mit den Wirkungen eines Poles taten, so verbreiten sich diese Wirkungen auf immer größere und größere Kugelflächen. Wirkt also nicht etwa ein Etwas in dem zwischenliegenden Raume absorbierend auf diese Wirkungen, so verbreiten sie sich über Gebiete, welche proportional mit r^2 wachsen; an jeder einzelnen Stelle muß also die Wirkung abnehmen proportional mit $1/r^2$; wir haben ein sog. „Punktgesetz" als Wirkungsgesetz. Hier im Falle des konaxialen Kraftliniensystems verbreitet sich die Wirkung aber auf immer größere und größere Zylinderflächen. Deren Größe nimmt für eine einem bestimmten Stücke der Kraftachse entsprechende Länge proportional mit der einfachen Potenz des Radius zu, die Wirkung an einer bestimmten Stelle muß sich also proportional mit $1/r$ ändern.

Modell des Stromkraftfeldes. Durch das folgende Modell soll diese Abnahme umgekehrt proportional der ersten Potenz der Entfernung veranschau-

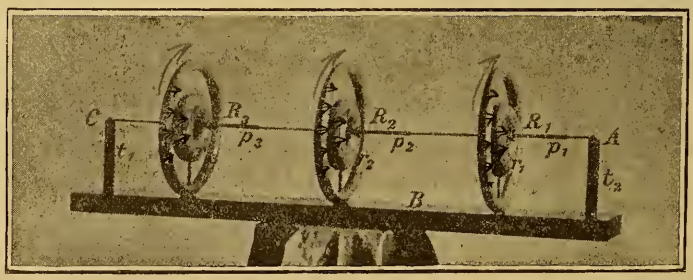


Fig. 61.

licht werden: Auf einem Brette B Fig. 61 sind zwei kleine vertikale hölzerne Träger t_1 und t_2 befestigt, welche den mit roten Pfeilen p_1, p_2, p_3 versehenen gespannten Kupferdraht $A\,C$ tragen. An drei Stellen sind in dem Grundbrette B vertikale Messingstützen befestigt, die die kleineren inneren Holzringe r_1, r_2, r_3 und die größeren R_1, R_2, R_3 so halten, daß sie den Draht $A\,C$ konzentrisch umfassen. Die äußeren Ringe haben einen doppelt so großen Radius und einen Querschnitt von der halben Größe wie die inneren. Der verschiedene Querschnitt der Ringe soll die Feldstärken in den verschiedenen Entfernungen veranschaulichen. Auf alle die Kraftröhren darstellenden Ringe sind (in der Figur leider nicht recht zu erkennende) weiße Pfeile gezeichnet, welche uhrzeigermäßig (von A aus gesehen) um die Peripherien derselben herumgehen.

90. Die charakteristische Größe des Stromfeldes: die „Stromstärke". — In der Formel (25a) $\mathfrak{H} = C/r$ kommt die Größe C vor,

über deren Wert wir noch kein Urteil haben. Wir wissen nur, daß sie für ein gegebenes Stromfeld einen bestimmten konstanten Wert hat. Dieselbe soll jetzt näher betrachtet werden. Denken wir uns verschiedene geradachsige Stromfelder, so sind sie sich alle einander ähnlich, was den Verlauf der Kraftlinien betrifft. In jedem nimmt die Feldstärke $\mathfrak{H}$ umgekehrt proportional mit dem Abstande r von der Achse ab. Aber der Wert von $\mathfrak{H}$ in derselben Entfernung r wird in den einzelnen Feldern im allgemeinen ein verschiedener sein, je nach dem Werte der Konstante C. Sie enthält also eine Größe, welche für ein spezielles Stromfeld charakteristisch ist. Wir wollen untersuchen, in welcher Weise der Wert C von dieser letzteren abhängig sein muß. Für zwei geradlinige Träger, für welche die Feldkonstante C denselben Wert hat, ist die Feldstärke $\mathfrak{H}$ in der gleichen Entfernung r die gleiche. Bringen wir nun beide Träger gleichsinnig unmittelbar aneinander, so entsteht wieder ein konaxiales Feld, aber dasselbe ist aus der Übereinanderlagerung zweier gleicher Felder entstanden. Wenn durch dasselbe Raumelement eines Mediums zwei Kraftliniensysteme in gleichem Sinne und in gleicher Richtung ihre Kraftlinien hindurch senden, so addieren sich die Wirkungen, wie wir in § 50 S. 58 sahen. Wir erhalten also aus der Übereinanderlagerung beider Stromfelder ein neues Feld, für welches an jeder Stelle die Feldstärke die doppelte wie in dem einfachen Felde ist, für welches also auch die Feldkonstante C den doppelten Wert hat. Ähnliches gilt für drei und mehr Ströme. Wir erkennen, daß C der sog. „Stromstärke“ proportional sein muß, denn die beiden unmittelbar nebeneinander verlaufenden Ströme können für jeden ferner liegenden Feldpunkt wie ein einziger Strom von der doppelten, dreifachen usw. Stärke angesehen werden. Bezeichnen wir sie mit i, so können wir schreiben:

$$C = \eta i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25\,\mathrm{b})$$

wo η ein Zahlenfaktor ist. Wir könnten i die „Charakteristik des Stromfeldes“ nennen.

Das Biot- und Savart'sche Gesetz (25a) lautet bei Einführung von i demnach

$$\mathfrak{H} = \eta \frac{i}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25\,\mathrm{c})$$

Über den Wert des Zahlenfaktors η können wir noch frei verfügen, vgl. den folgenden Paragraphen. Wenn $i = 0$ ist, so existiert auch kein Stromkraftfeld, es ist $\mathfrak{H}$ überall $= 0$.

Aus der ganzen Herleitung der Formel (25c) ist zu ersehen, daß sie nur in dem Außenraume des Feldträgers gilt. Würde sie allgemein gelten, so müßte für $r = 0$, also genau in der Achse, die magnetische Kraft bei endlicher Stromstärke i unendlich groß werden, was unmöglich ist. Wir können also aus der Formel (25c) nur folgern, daß die Feldkraft immer größer wird, je mehr wir uns der Oberfläche des Leiters nähern, und in dieser selbst einen Grenzwert $\mathfrak{H}_0$ annimmt, dessen Wert von der Stromstärke abhängt. Wie sich die magnetische Kraft im Inneren eines stromdurchflossenen Leiters verteilt, kann man wenigstens angenähert ermitteln, wenn man einen unten und oben mit axialen Zuleitungen versehenen Glaszylinder mit Quecksilber füllt und

in dieses einen kleinen Glockenmagneten untertaucht. Man befestigt dazu zwischen seine beiden Schenkel (vgl. Fig. 7c S. 20) eine oben geschlossene Glasröhre, in die man einen Messingstab einführt, der oben eine feine Spitze hat. Kehrt man das Ganze im Quecksilber um, so drückt der Auftrieb den Magneten gegen die Spitze; an dem herausragenden Ende der Glasröhre kann man die Bewegungen des untergetauchten Magneten verfolgen. Man findet, daß genau in der Achse der Magnet gar keine bestimmte Stellung annimmt; hier ist also die Feldkraft 0; gegen die Peripherie hin nimmt sie zu und erreicht in der Leiteroberfläche genau wieder den Wert $\mathfrak{H}_0$.

Man beachte, daß es für die Stromkraftfelder eine Größe i gibt, welche für das ganze Feld bestimmend ist, derart, daß man die Feldstärke an jeder Stelle angeben kann, wenn man deren absoluten Wert für einen Punkt kennt.

Wir werden sehen, daß ganz allgemein auch bei jeder beliebigen Gestalt der Kraftachse alle elektromagnetischen Wirkungen der Stromstärke i proportional sind.

91. Das Laplace'sche Gesetz. — Zur Behandlung bestimmter Probleme ist es bequemer, statt wie bisher geschehen, von der Wirkung eines ausgedehnten langen Leitungsdrahtes auszugehen, die Wirkungen desselben zunächst auf die Wirkungen seiner einzelnen Längenelemente zurückzuführen und die Gesamtwirkung alsdann durch die Summation dieser Einzelwirkungen zu ermitteln. Freilich sind solche „Elementarwirkungen" der Kontrolle durch das Experiment nicht zu unterwerfen; denn was wir tatsächlich beobachten können sind immer nur die Wirkungen ausgedehnter (geschlossener) Leiterbahnen. Das „Elementargesetz" ist also nur durch eine wissenschaftliche Abstraktion zu erhalten. Dasselbe muß der Forderung genügen, daß wenn wir aus ihm durch die Summation der Einzelwirkungen die Wirkung eines endlichen Gebildes ermittelt haben, diese mit der Erfahrung übereinstimmt. Das dem Biot-Savart'schen Gesetze zugrunde liegende Elementargesetz stellte Laplace auf.

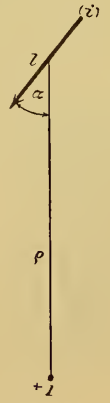


Fig. 62a.

Ist l Fig. 62a ein vom Strome i durchflossenes Leiterelement von der Länge von l cm, so wird dieses auf den an einer um ϱ cm von seiner Mitte entfernten Stelle befindlichen Einheitspol + 1 mit einer Kraft wirken, die nicht mehr umgekehrt proportional der einfachen Potenz von ϱ ist; denn jetzt hat sich ja das Gebilde, von dem die Wirkung ausgeht, fast auf einen Punkt zusammengezogen, so daß nach den S. 49 angestellten Betrachtungen das „Punktgesetz" mit $1/\varrho^2$ in Kraft tritt. Außerdem ist leicht ersichtlich, daß jetzt eine Winkelbeziehung mit in dem Gesetze auftreten muß; es wurde im Anfange des § 89 nochmals darauf hingewiesen, daß die Kraft senkrecht zum Stromträger steht; liegt nun die Verbindungslinie nach dem Aufpunkte + 1 hin schräg zu dem Stromelemente, so muß sich die Kraft vermindern, wenn der Winkel α, den diese Richtung mit der Stromrichtung bildet, kleiner wird; die Wirkung ist am größten, wenn $\alpha = 90^0$ ist, sie ist gleich 0, wenn $\alpha = 0$ ist, der Aufpunkt also in der Stromrichtung selbst liegt. Es kann daher

kein Zweifel sein, daß die Sinusfunktion des Winkels α mit in das Elementargesetz aufzunehmen ist; dasselbe lautet dann

$$\mathfrak{h} = \frac{i\,l}{\varrho^2} \cdot \sin\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Um aus diesem Laplace'schen Elementargesetze das Biot-Savart'sche Gesetz zu erhalten, muß man die Einzelwirkungen der einzelnen Längenelemente eines unendlich lang zu denkenden geradlinigen Leitungsdrahtes in bezug auf denselben Aufpunkt (Fig. 62b) zusammenaddieren.

Die einzelnen Leiterelemente der Strombahn S (Fig. 62b) bezeichnen wir mit $d\,l$ und führen den den Winkel α zu 90° ergänzenden Winkel φ (so daß $\sin\alpha = \cos\varphi$ ist) ein; der dem Stücke $d\,l$ entsprechende kleine Zuwachs von φ werde mit $d\,\varphi$ bezeichnet. Dann können wir in dem kleinen Dreiecke oben die gestrichelte Linie von der Länge $\varrho \cdot d\,\varphi$ als geradlinig und senkrecht zu den Radien stehend ansehen; in dem kleinen rechtwinkligen Dreiecke ist also die gestrichelte Kathete $\varrho \cdot d\,\varphi$ auch gleich $d\,l \cdot \cos\varphi = d\,l \cdot \sin\alpha$ und die Elementarwirkung folglich

$$\frac{i \cdot d\,l}{\varrho^2}\sin\alpha = \frac{i}{\varrho^2} \cdot d\,l \cdot \cos\varphi$$

$$= \frac{i}{\varrho^2} \cdot \varrho\, d\,\varphi = \frac{i}{\varrho} \cdot d\,\varphi.$$

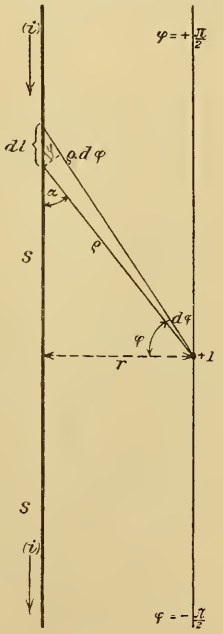


Fig. 62b.

Nun ist aber $\varrho = r/\cos\varphi$; also ist die Wirkung des dem Winkelzuwachs $d\,\varphi$ entsprechenden Elementes

$$\frac{i}{r}\cos\varphi \cdot d\,\varphi.$$

Um die Wirkung aller Elemente zu erhalten, müssen wir die Wirkungen aller Beträge summieren, welche den einzelnen Zuwächsen $d\,\varphi$ in dem ganzen Winkelraume von $\varphi = +\pi/2$ bis zu $\varphi = -\pi/2$ entsprechen. Bei dieser Summierung beteiligt sich i/r als konstanter Faktor und die genannte Summe (Integral) von $\cos\varphi \cdot d\,\varphi$ gibt (nach bekannten Regeln als $\sin\varphi$ zwischen $+\pi/2$ und $-\pi/2$ genommen): $+1-(-1)$ oder den Wert 2; es ist also

$$\mathfrak{H} = 2\,\frac{i}{r}$$

das Biot-Savart'sche Gesetz. Dieses stellt sich demnach als „Integralgesetz" des Laplace'schen Elementargesetzes dar.

Die Rechnung ergibt, wie soeben gezeigt,

$$\mathfrak{H} = 2\,\frac{i}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26a)$$

Hier hat also der oben noch unbestimmt gelassene Zahlenfaktor η den speziellen Wert 2 angenommen. Wir behalten ihn bei dem geradlinigen Leiter bei, um beide Gesetze miteinander in Einklang zu bringen.

Wegen späterer wichtiger Anwendungen sei schon hier hervorgehoben, daß bei senkrechter Stellung des Leiterelementes Fig. 63

zur Richtung nach dem Aufpunkte hin (die die entgegengesetzte der von diesem ausgehend zu denkenden Kraftlinien ist), die Wechselwirkung die Stärke

$$\mathfrak{H}_\perp = \frac{i \cdot l}{\varrho^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26\,b)$$

hat. Mit dieser Kraft wird bei festgehaltenem Stromelemente der Einheitspol bewegt in einer Richtung senkrecht zu der durch l und $+1$ gelegten Ebene; die Kraft $\mathfrak{H}_\perp$ greift dabei an dem Pole $+1$ an.

Fig. 63.

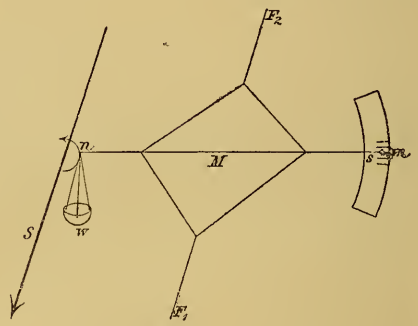


Fig. 64.

92. Das elektromagnetische Maß der Stromstärke. — In dem Wirkungsgesetze (26 a) können wir $\mathfrak{H}$ nach § 49 S. 56 in absolutem Maße messen, r ist direkt durch cm ausdrückbar, also können wir diese Gleichung dazu benutzen, um die Stromstärke zu definieren. Hiernach würde ein drahtförmiger gestreckter Leiter von der Einheit der Stromstärke durchflossen werden, wenn im Abstande $r = 1$ cm von seiner Achse eine Feldstärke $\mathfrak{H}$ von zwei absoluten Einheiten herrscht.

Da $i = {}^1/_2\,\mathfrak{H}\,r$ ist, so kann die Stromstärke i als eine mit einer Länge multiplizierte magnetische Feldstärke aufgefaßt werden. In § 49 wurde S. 56 $\dim \mathfrak{H} = \mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$ gefunden, somit ist

$$\dim i = \mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

Weil wir bei dieser Bestimmung der Stromstärke von den elektromagnetischen Erscheinungen des galvanischen Stromes ausgegangen sind, so haben wir das hier festgesetzte Maß als ein „elektromagnetisches" zu bezeichnen, und die die Stromstärke i messenden Einheiten als „elektromagnetische", abgekürzt E.M.E.

Es ist leicht, Stromstärken in diesem Maße durch direkte Bestimmung entsprechender Feldstärken zu bestimmen.

Ein Teil des Stromkreises, in dem die Stromstärke i bestimmt werden soll, sei z. B. ein zylindrischer Draht, den wir horizontal geradlinig ausstrecken, Fig. 64. Der Strom verlaufe in diesem Leiterstücke S von rückwärts nach vorn. Senkrecht zur Drahtrichtung befestigen wir in derselben Horizontalebene einen dünnen Stabmagneten M von bekannter Polstärke m, indem wir ihn an zwei

sich gabelnde, dem Drahte S parallele Fäden F_1 und F_2 binden, so daß er sich in der Vertikalebene frei und leicht drehen kann. An dem dem Stromträger S zugekehrten und nahe an diesen heranreichenden Ende n wird eine leichte Wagschale w befestigt und der Magnetstab M so äquilibriert, daß er in der Ruhelage gerade auf den Draht zu zeigt. Am anderen Ende s wird eine kleine Skala mit einer Marke m aufgestellt.

Wird das Magnetkraftliniensystem des Stromes in dem durch den Pfeil auf S bezeichneten Sinne erregt, so wird der Nordpol n des Magneten gehoben, s sinkt auf der Skala.

Durch Einlegen von Gewichten in die Wagschale w wird s wieder zum Einspielen auf die Marke gebracht. Sind hierzu p gr nötig und ist m die Polstärke des Magneten, so ist die Stärke des Stromfeldes an der Stelle, wo sich n befindet, $\mathfrak{H} = 981 \cdot p/m$.

Mißt man noch die Entfernung r des Poles n von der Drahtachse S, so ist die auf die Einheit der Entfernung reduzierte Feldstärke $\mathfrak{H}_1 = \mathfrak{H} r$ und die gesuchte Stromstärke in absolutem Maße

$$i = \frac{1}{2} \mathfrak{H}_1 .$$

(Die geringe durch das erdmagnetische Feld auf die Stromkraftlinien ausgeübte störende Wirkung kann man bei dieser Messung vernachlässigen, wenn der Strom hinreichend stark ist. Die Wirkung des Erdmagnetismus auf den Stab M fällt bei dieser „Nullmethode“ heraus.)

Man kann auch einen Stabmagneten auf Schneiden wie einen Wagebalken aufstellen und auf ihm durch Laufgewichte die Stromstärken an einer auf dem einen Balkenarme geeignet angebrachten Teilung direkt ablesen (Stromwage).

Hängt man an die eine Wagschale einer eisenfreien Wage, wie es in § 42 S. 47 angegeben ist, einen Stabmagneten M (Fig. 65) von bekannter Polstärke m, an dem die Lage der Pole nach § 21 S. 17 markiert ist, so verfährt man bei der Strommessung in absolutem E.M.-Maße so, daß man auf einem geeignet abgeschnittenen Holzklotze H einen Stromträger S so befestigt, daß die Stromkraftlinien m vertikal nach unten zu treiben suchen. Ermittelt man die Größe des auf die andere Wagschale zu legenden Gewichtes, welches M von seiner Unterlage gerade abhebt und mißt man noch die Entfernung r, so kann man i wie oben angegeben berechnen. So wurde der in § 42 benutzte Magnetstab M von 2130 Polstärkeeinheiten bei einem Abstande der Kraftachse von dem Pole von 6 cm mit einer Kraft von 2,17 gr oder 2130 Dynen im Stromkraftfelde gehalten, so daß also $\mathfrak{H}$ in dieser Entfernung sehr nahe gleich 1 war. Aus $1 = 2\,i/6$ folgt aber eine Stromstärke von 3 E.M.E.

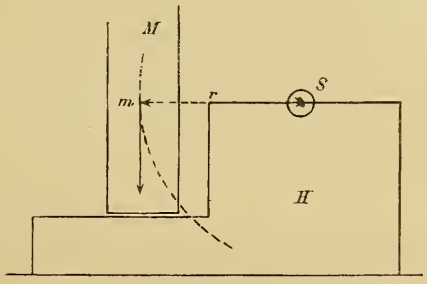


Fig. 65.

Wie bereits in der Einleitung zu diesem Abschnitte S. 102 hervorgehoben wurde, faßt man den elektrischen Strom als einen wirklichen Strom elektrischer, durch den Leiter hindurchbewegter sehr kleiner Elektrizitätsteilchen „Elektronen“ auf. Die Elektrizitätsmenge q, welche durch diese Teilchen in der Zeiteinheit durch den Querschnitt des Leiters hindurchtransportiert wird, bestimmt nach

dieser Auffassung die Stromstärke i. Nun war nach § 47 S. 54 die Dimension der elektromagnetisch gemessenen Elektrizitätsmenge q gleich $\mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}$; dividieren wir dies durch eine Zeit, so resultiert eine Dimension für i:

$$\dim i = \frac{q}{t} = \mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1},$$

die in der Tat mit der oben angegebenen, aus rein magnetischen Wirkungen abgeleiteten vollkommen übereinstimmt. Man sieht daher, daß beide Auffassungen im vollsten Einklange miteinander stehen und die eine die andere nicht ausschließt.

93. Elektromagnetische Wirkung eines bewegten elektrischen Partikelchens (Elektrons). — Die soeben angestellte Betrachtung legt die Frage nahe, ob auch ein einzelnes in gerader Bahn dahinschießendes elektrisiertes Teilchen magnetische Wirkungen in seiner Umgebung hervorzubringen vermag, wie ein ganzer Strom solcher Teilchen, und durch welche Größe diese Wirkung bestimmt ist. Nach dem Laplace'schen Gesetze (26) hängt die magnetische Wirkung eines Leiterelementes l, welches von der Stromstärke i durchflossen ist, von dem Produkte $(i \cdot l)$ ab, also einer Größe von der Dimension $\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$, die wir der obigen Betrachtung zufolge auch in der Form $(q/t \cdot l)$ oder $(q \cdot l/t)$ schreiben können. Wenn also ein Teilchen mit der Ladung q in der Zeit t den Weg l zurücklegt, d. h. sich mit der Geschwindigkeit von $l/t = \mathfrak{g}\,\mathrm{cm/sek}$ bewegt, so können wir dieses Bahnstück von der Länge l als ein Stromelement betrachten, durch dessen Querschnitt in der Zeit t die Elektrizitätsmenge q fließt. An Stelle von $(i \cdot l)$ tritt also hier einfach $(q \cdot \mathfrak{g})$, eine Größe, die in der Tat von derselben Dimension $(\mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2} \cdot \mathrm{cm}\,\mathrm{sek}^{-1})$ wie $(i \cdot l)$ ist.

Ein Elektrizitätsteilchen q, welches den Raum mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ durchfliegt, ruft in seiner Umgebung magnetische Feldkräfte von der Stärke

$$\frac{q\,\mathfrak{g}}{\varrho^2} \cdot \sin\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

hervor, wo α der Winkel zwischen seiner Bewegungsrichtung und dem Radiusvektor nach dem Aufpunkte hin ist.

Die magnetischen Kräfte sind klein bei kleinen Geschwindigkeiten. Werden aber die Geschwindigkeiten $\mathfrak{g}$ sehr groß, so können selbst bei sehr kleinen Ladungen (den „Elementarladungen", vgl. S. 102) die Feldwirkungen des Teilchens sehr merkliche werden.

94. Das praktische Maß der Stromstärke: Das Ampère. — Man hat das Bedürfnis gefühlt die Stromstärkeeinheit nach einem verdienten Forscher auf dem hier behandelten Gebiete zu benennen und konnte in der Tat kaum einen würdigeren finden, als den französischen Physiker Ampère, welcher unmittelbar nach dem Bekanntwerden der Ørsted'schen Entdeckung die wichtigsten Folgerungen aus derselben ableitete und das ganze Gebiet des Elektromagnetismus durch Ersinnen einer Fülle der originellsten Versuchs-

anordnungen und durch geistvolle theoretische Untersuchungen eigentlich erst schuf. Leider hat man aber nicht, wie es wohl das einzig richtige gewesen wäre, die elektromagnetische Einheit selbst ein AMPÈRE genannt, sondern nur den zehnten Teil derselben mit diesem Namen belegt: Das praktische Maß der Stromstärke heißt „**Ampère**". 1 Ampère $= \frac{1}{10}$ elektromagnetische Einheit.

Ein Strom von 1 Ampère Stärke ruft also nach Formel (26a) S. 127 in der Entfernung von 1 cm von der Stromachse eine Feldstärke von $^1/_5$ absoluten Einheiten hervor. Daneben ist aber die absolute Einheit selbst gleich 10 Ampère auch noch in praktischem Gebrauche. Man bezeichnet sie zweckmäßig als „Dekaampère".

Der von uns bei dem Beispiele S. 130 benutzte Strom hatte also 3 Dekaampère oder 30 Ampère Stärke.

Zu der Zeit, als man das sog. „praktische Maßsystem" einführte, mußte ein Strom von 1 E.M.-Einheit = 10 Ampère noch als ein sehr starker Strom erscheinen. Man ahnte damals noch nicht, daß binnen kurzem die Starkstromtechnik Ströme vom Hundertfachen dieser Einheit in größtem Umfange herstellen und verwenden würde. Für das ganze Maßsystem bedeutet dieser Zahlenfaktor 10 eine recht unnötige Komplikation, die wohl im Gedächtnisse zu behalten ist; man darf nie vergessen durch 10 zu dividieren, wenn man irgendeine magnetische Wirkung eines in Ampères gegebenen Stromes berechnen will.

95. Graphische Darstellung des konzentrischen Kraftliniensystems eines geradlinigen Stromes. — Ganz ähnlich wie wir im 3. Kapitel die Felder eines Magnetpoles graphisch darstellten und durch Kombination zweier Diagramme bipolare Felder konstruierten, so wollen wir jetzt die Felder geradliniger Teile einer Strombahn durch die Konstruktion veranschaulichen. Dazu müssen wir ein gewisses Zeichnungsprinzip festlegen, welches ebenso wie die Darstellungsmethoden der magnetischen Vorgänge etwas Konventionelles enthalten wird. Durch Kombination dieser Stromfelder mit magnetischen Diagrammen erhalten wir Bilder elektromagnetischer Wechselwirkungen. Die Zeichenebene werde senkrecht zum Stromträger gelegt, weil nur dann die Kraftlinien in ihrer natürlichen Gestalt als Kreise erscheinen. Wie früher nehmen wir auch hier an, daß dem Medium außerhalb der eigentlichen Strombahn durchweg die Permeabilität $\mu = 1$ zukomme. Dann stimmt der Induktionsfluß, den wir eigentlich nur beobachten und darstellen, mit dem Verlaufe des Kraftflusses überein, die Induktionslinien fallen überall mit den Kraftlinien zusammen. Ferner wollen wir von den unendlich vielen Kraftlinien solche auswählen, welche Gebiete mit gleichem Kraftfluß und zwar mit dem Kraftfluß 1 begrenzen und nur diese Grenzlinien der Einheitssolenoide vgl. § 68 S. 85 zur Abbildung bringen. Gegenüber der Zeichnung von Magnetfelddiagrammen sind wir hier im Vorteil, insofern wir einfachere Festsetzungen treffen können. Während bei jenen Figuren konstruiert werden mußten, die erst bei einer Rotation um eine Achse Räume von gleichem Kraftflusse begrenzten, verfahren wir bei den konzentrischen Feldern nach der folgenden Regel: Wir denken uns zu der Zeichenebene eine zweite Ebene im Abstande von 1 cm parallel gelegt. Errichten wir dann über den

gezeichneten Kraftlinien orthogonale Kreiszylinder, so umschließen je zwei von diesen mit den beiden Ebenen einen Kanal von rechteckigem Querschnitte, der rings um den Stromträger herumgeht. Wir wählen die Kraftlinien so aus, daß der Kraftfluß durch jeden dieser Kanäle der gleiche und zwar gleich einer absoluten Einheit ist. Da die Feldstärke umgekehrt proportional mit der Entfernung vom Stromträger abnimmt, so muß der Radius des $p$ten Kraftlinienringes $r_p = e^{\frac{p}{2i}}$ sein, wenn der des innersten $= 1$ cm ist, wo e die Basis des natürlichen Logarithmensystems ($= 2{,}71828\cdots$) und i die Stromstärke des konzentrischen Kraftliniensystems bedeutet.

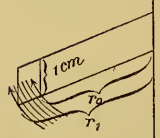


Fig. 66.

Ableitung der Formel: Die Feldstärke $\mathfrak{H}$ in der Entfernung r ist $\mathfrak{H} = 2\frac{i}{r}$, daselbst kommen also auf einen schmalen, ebenen, zur Kraftlinienrichtung senkrecht stehenden Flächenstreifen von der (radialen) Breite dr und der (in Richtung des Stromleiters genommenen) Höhe von 1 cm $\mathfrak{H} \cdot dr \cdot 1$ Kraftlinien, oder der Kraftfluß durch dieses Flächenelement ist $2i\frac{dr}{r}$. Der Kraftfluß durch einen Flächenstreifen von 1 cm Höhe (vgl. Fig. 66), dessen Ebene durch das geradlinige Leiterstück geht, der also überall senkrecht zu den Kraftlinien steht, ist zwischen den Radien r_0 und r_1

$$2i\int_{r_0}^{r_1}\frac{dr}{r} = 2i \log \text{nat}\frac{r_1}{r_0}.$$

Sucht man zu einem gegebenen r_0 dasjenige r_1, für welches der Kraftfluß durch das betrachtete Flächenstück gleich 1 ist, so hat man zur Bestimmung von r_1 die Gleichung:

$$2i \log \text{nat}\frac{r_1}{r_0} = 1 \text{ oder } r_1 = r_0\, e^{1/2i}.$$

Der nächste Ring r_2, der zwischen sich und r_1 ein Flächenstück abschneidet, durch welches (immer bei 1 cm Höhe) derselbe Kraftfluß stattfindet, ist

$$r_2 = r_1\, e^{1/2i} = r_0\left(e^{1/2i}\right)^2 = r_0\, e^{\frac{2}{2i}}.$$

der p^{te} Ring hat die Radiuslänge

$$r_p = r_{p-1}\cdot e^{1/2i} = r_0 \cdot e^{\frac{p}{2i}}$$

Ist im speziellen $r_0 = 1$ cm, so ergibt sich die obige Formel.

Nach diesem Verfahren ist das Diagramm Fig. 67 gezeichnet. Dasselbe stellt im dreifach verkleinerten Maßstabe das Feld um einen geradlinigen Stromteil von großer Länge bei 50 Ampère $= 5$ Dekaampère $= 5$ E.M.Stromeinheiten Stärke dar. ($^1/_{2i}$ also gleich $^1/_{10}$.)

Das Diagramm Fig. 67 können wir wie die früheren ähnlichen Darstellungen von Magnetfeldern dazu benutzen, die Feldstärke in irgend einem Punkte in absolutem Maße zu bestimmen. Nach der Art der Konstruktion erhält man diese überall, wenn man den mit dem Maßstabe abgemessenen Abstand b der der Stelle beiderseitig benachbarten Kraftlinien in 1. hineindividiert.

Dabei ist natürlich der Maßstab, in dem das Diagramm angelegt ist, geeignet zu berücksichtigen.

Die Richtigkeit dieses Verfahrens folgt aus der Beziehung $\mathfrak{H} \times b \cdot 1 = 1$. Wollen wir z. B. die Feldstärke in der durch ein × bezeichneten Stelle des Feldes Fig. 67 bestimmen, welche zwischen der 21. und 22. Kraftlinie liegt, so messen wir den Abstand dieser beiden Linien. Wir entnehmen der Figur $b = 2{,}8$ mm. Der Maßstab der Darstellung ist aber 1 : 3; in Wirklichkeit ist also $b = 0{,}84$ cm, daraus folgt $\mathfrak{H} = 1{,}2$. Machen wir die Probe, indem wir nach der Formel $\mathfrak{H} = 2\,i/r$ die Feldstärke berechnen. Der Abstand der inneren Kraftlinie Nr. 21 ist in der Figur 2,85 cm, daher in Wirklichkeit 8,55 cm. Für die Raumpunkte, welche auf ihr liegen, berechnet sich daher bei $i = 5$ Deka-

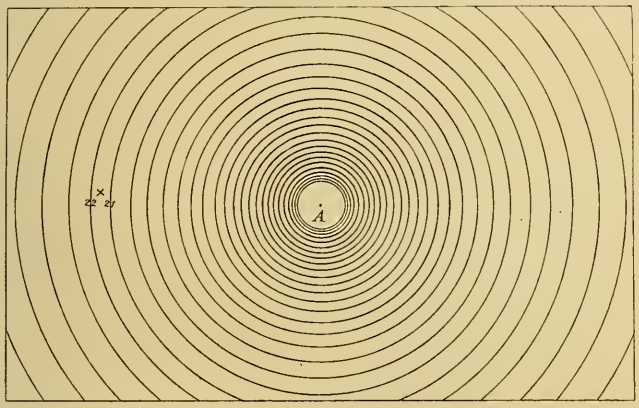


Fig. 67.

ampère, für welche das Diagramm entworfen wurde, die Feldstärke $\mathfrak{H}$ zu $1{,}2$ cm$^{-1/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-1}. Für in der Nähe liegende Punkte ist sie nahezu ebenso groß.

96. Diagramm des konaxialen Kraftliniensystems mit eingelegtem Pole. — Die Veränderungen, welche ein Magnetpol in dem Kraftlinienverlaufe eines Stromfeldes hervorruft, bringt man graphisch durch Superposition der beiden entsprechenden Felddiagramme zur Darstellung. Nur müssen wir hier für das unipolare Feld des Magneten eine etwas andere Art der Zeichnung als früher in Kapitel 3 wählen, da wir das Feld des Stromes durch orthogonale Projektion einer Centimeter dicken Schicht auf eine Ebene, nicht als Rotationsfigur um eine Achse dargestellt haben. Wir machen die Annahme, daß die Wirkung des langen und dünnen Magnetstabes, den wir in das Stromfeld bringen, auf sein äußerstes Ende von etwa 1 cm Länge beschränkt sei. Dann können wir die Veränderungen des Kraftflusses konstruktiv finden, welche dieses in der es enthaltenden 1 cm dicken Schicht des Stromfeldes hervorruft. Wir denken uns diese Schicht durch die Zeichenebene des Diagrammes Fig. 68, nach unten zu begrenzt und entwerfen in dieser die Grenzlinien der Streifen, durch welche ein Kraftfluß 1 hindurchgeht, für beide Magnetfelder. Diese Grenzlinien sind für den Strom die schon im vorigen Paragraphen gezeichneten konzentrischen Kreise, auf deren

zehnten (der innerste als nullter gerechnet) wir den Pol S legen; seine Entfernung ist dann mit Rücksicht auf den auch hier gewählten Maßstab 1 : 3, in Wirklichkeit gleich 2,4 cm; bei einem Strome von 5 Dekaampère ist die Feldstärke an der Stelle, wo sich der Pol S befindet, demnach

$$\mathfrak{H} = 4{,}2\ \mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}.$$

Der Strom trete von oben her durch die Zeichenebene, die Stromkraftlinien laufen dann uhrzeigermäßig um A herum, wie die Pfeile oberhalb A andeuten. Das Diagramm des Poles ist in der genannten Schicht ein fächerförmig von dem 1 cm langen Stücke auslaufendes Kastensystem, welches aus ebensoviel gleichwinkeligen Räumen besteht, als der Magnetstab Kraftflußeinheiten der Schicht entzieht (Sinkstelle). Wir wollen annehmen, daß es acht solche Einheiten seien.

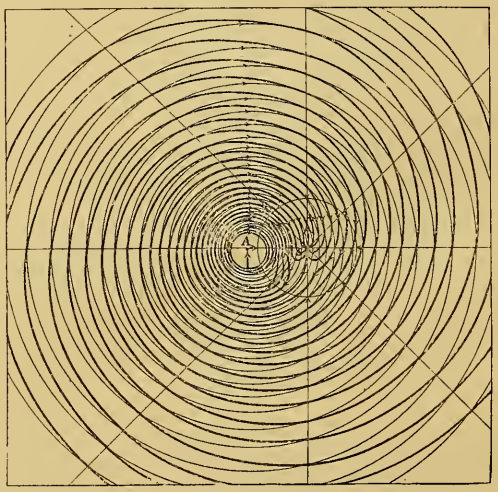


Fig. 68.

Die Polstärke ist dann größer wie 8, weil der Pol von oben und unten her noch Kraftlinien nach sich hinzieht.

In der Zeichenebene erscheinen die begrenzenden Scheidewände in Orthogonalprojektion als acht unter gleichen Winkeln nach S zusammenlaufende gerade Linien. Die Stromkraftlinie, auf der S selbst liegt, läuft unabgelenkt in diese Sinkstelle hinein. Dieselbe muß also von einer Kraftlinie von S tangiert werden; wir erhalten so für die gegenseitige Lage der beiden Diagramme die in Fig. 68 benutzte Anordnung.

Auf jeder Seite dieser Linie zieht S aus der Nachbarschaft je vier Kraftflußeinheiten zu sich heran, die hier scheinbar endigen, in den Magneten hineingehen, aus dem Felde in der hier dargestellten Höhenschicht verschwinden und an dem anderen, entfernt gelegenen Pole des Magneten wieder zutage treten und in das Feld zurückkehren. Die Richtung des Herbeiströmens ist durch beide Liniensysteme bestimmt. Der resultierende Lauf der begrenzenden Kraftlinien ergibt sich, wenn in den rautenförmigen Figuren zwischen je zwei Linien des einen und des anderen Systems die mit den entsprechenden Richtungen der Kraftlinien gleichsinnigen Diagonalen gezogen werden. An der Sinkstelle S selbst laufen sämtliche Re-

sultanten tangential zu den Polkraftlinien ein. Die so erhaltene Fig. 68 ist mit dem Feilichtbilde Fig. 52 zu vergleichen, welches gewissermaßen an der unteren Grenze der Schicht von 1 cm Dicke, die wir hier betrachten, entstanden ist, nur daß dort der Strom und seine Kraftlinien die umgekehrte Richtung haben.

97. Arbeit der elektromagnetischen Kräfte. — Die elektromagnetischen Kräfte haben das Bestreben, einen in der Entfernung r von einem geradlinigen Stromträger entfernten Pol um den Leiter in kreisförmiger Bahn herumzuführen. Hat der Pol die Stärke $+1$, so ist die auf ihn wirkende Kraft $\mathfrak{H} = 2i/r$ Dyne bei einem Strome von der Stärke i $\mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$. Bewegt diese den Pol um die Länge dl vorwärts, so hat sie dabei die Arbeit $da = \mathfrak{H} \cdot dl$ geleistet.

Denn wir messen ganz allgemein die mechanische Arbeit durch das Produkt von Kraft mal Weg. Die Dimension der Arbeit ist also (vgl. § 41 S. 46) $\mathrm{cm\,gr\,sek}^{-2} \cdot \mathrm{cm}$ oder $\mathrm{cm}^2\,\mathrm{gr\,sek}^{-2}$. Fällt die Richtung der Kraft nicht mit derjenigen des Weges zusammen, so projiziert man die eine der beiden Vektorgrößen (§ 50 S. 58) auf die andere und versteht dann unter Arbeit das Produkt des einen Vektors multipliziert mit der Projektion des anderen (sog. „inneres oder skalares Produkt"). $(\mathfrak{H}\,dl)$.

Das Wegelement dl auf der Kreisbahn vom Radius r drückt sich durch das auf einem konzentrischen Kreise vom Radius 1 gemessene entsprechende Bogenelement $d\beta$ durch $dl = r \cdot d\beta$ aus, so daß $da = \mathfrak{H}\, r\, d\beta$ ist. Würde der Pol unter der Wirkung der im Stromfelde auf ihn ausgeübten Kraft einmal um den Leiter herumwandern, so ist $\beta = 2\pi$ geworden, und die dabei verrichtete Arbeit ist

$$A = \mathfrak{H} \cdot r\, 2\pi = \frac{2ir\,2\pi}{r}$$

oder

$$A = 4\pi i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

Aus diesem Ausdrucke für A ist also die Entfernung r vollkommen herausgefallen, die Arbeitsgröße A ist überall dieselbe, wo sich auch der Pol im Felde befinden mag.

Der Weg ist um so länger, je größer r ist, im gleichen Maße ist aber auch die Kraft $\mathfrak{H}$ kleiner; daher ist die Arbeit längs einer äußeren Kraftlinie des konaxialen Feldes dieselbe wie die längs einer inneren.

Dieser wichtige in Gleichung (29) zum Ausdruck kommende Satz ist unabhängig sowohl von der Gestalt des Weges, längs dessen man die Aufsummierung der einzelnen Arbeitselemente vornimmt, als auch von der Gestalt der Leiterbahn selbst und der Verteilung des Stromes in ihrem Querschnitte.

Denn fällt ein Wegelement nicht mit der Kraftlinienrichtung an irgend einer Stelle zusammen, so kommt überhaupt nur die Projektion desselben auf eine zur Leiterbahn senkrechte Ebene in Betracht, welche mit dl Fig. 69 bezeichnet werden möge. Für diese ist das Arbeitselement

$$da = \mathfrak{H} \cdot \cos(\mathfrak{H},\, dl) \cdot dl;$$

nun ist aber $\cos(\mathfrak{H},\, dl) \cdot dl$ die in der Figur mit dl' bezeichnete kleine gestrichelte Länge und diese wieder ist gleich $r \cdot d\beta$, so daß

* Siehe zu diesem Paragraphen auch: Börner, Leitf. d. Exp.-Physik pg. 123.

$$d\,a = 2\,\frac{i}{r}\cdot r\cdot d\,\beta = 2\,i\cdot d\,\beta$$

ist; die Entfernung fällt also auch hier heraus, und schreitet man daher auf einem irgendwie gestalteten Wege einmal um die Leiterbahn herum, so summieren sich alle diese Einzelbeträge bis die Summe aller $d\,\beta$ gleich $2\,\pi$ geworden ist. Da alle elektromagnetischen Wirkungen der Stromstärke i proportional sind, so läßt sich Ähnliches auch zeigen, wenn der umschlossene Teil der Strombahn nicht mehr geradlinig verläuft.

Die Gleichung (29) gilt auch noch, wenn wir die Kurve, längs deren die Aufsummierung vorgenommen wird, auf die Oberfläche des stromdurchflossenen Leiters selbst legen.

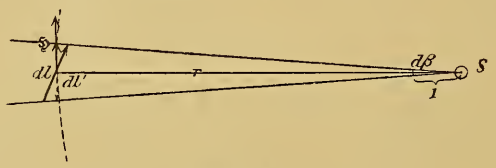


Fig. 69.

Man könnte i auch durch die bei einmaliger Umkreisung des Stromträgers durch den Einheitspol auf irgendeiner Bahn von den magnetischen Kräften geleistete Arbeit definieren, also durch:

$$i = \frac{1}{4\,\pi}\,A.$$

Man sieht auch hier wieder, wie die Stromstärke i als Charakteristik eines bestimmten Feldes angesehen werden kann.

In der Tat ist auch die Dimension der Arbeitsgröße pro Polstärkeeinheit, die hier in Betracht kommt, die oben § 129 für i gefundene

$$\dim i = \frac{\mathrm{cm^2\ gr\ sek^{-2}}}{\mathrm{cm^{3/2}\ gr^{1/2}\ sek^{-1}}} = \mathrm{cm^{1/2}\ gr^{1/2}\ sek^{-1}}$$

Bei mehrmaligen Umkreisungen nimmt der Arbeitswert für jede Stelle des Feldes immer um die Größe $4\,\pi\,i$ für jede volle Umkreisung zu.

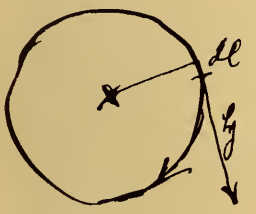
Leisten wir diese Arbeit gegen die Wirkung der elektromagnetischen Feldkräfte, indem wir den Einheitspol um den Strom herum führen in der entgegengesetzten Richtung als ihn diese magnetischen Feldkräfte selbst zu treiben suchen, so ist diese Arbeit nicht verloren. Wie wir die Arbeit weiter verwandeln und ausnutzen können, welche wir geleistet haben, wenn wir ein Gewicht gegen die Wirkung der Schwere um eine gewisse Höhe emporheben, so auch hier. In dem gehobenen Gewichte ist die Arbeit, die wir dem Energievorrate unserer Muskeln entnommen haben, gewissermaßen aufgespeichert; es hat seinerseits eine Fähigkeit, „potentia" erhalten, eine Arbeit zu leisten, es hat ein bestimmtes „Potential" in bezug auf sein Ausgangsniveau, wie man sich auszudrücken pflegt. Ebenso ist in dem Einheitspole eine solche „potentia" vorhanden; er hat an jeder Stelle des Feldes ein „Potential". Nur tritt hier bei dem „elektromagnetischen Potentiale" der eigentümliche Umstand ein, daß es eine mehrdeutige Größe ist; denn wir wissen nicht, wie oft der Pol um den Leiter herumgeführt worden ist, ehe er seine gegenwärtige Position eingenommen hat. Bei jeder neuen Umkreisung wächst der Arbeitsvorrat um den Wert $4\,\pi\,i$; diese Größe stellt den sog. Periodizitätsmodul dar. Durch diese Mehrdeutigkeit

Auswertung des Linienintegrals

$$\int_l \mathfrak{H} \cos(\mathfrak{H}, dl)\, dl$$

in 2 speziellen Fällen.

1) Die Kurve ist ein Kreis.



$$\mathfrak{H} = 2\frac{i}{r} = \text{const.}$$

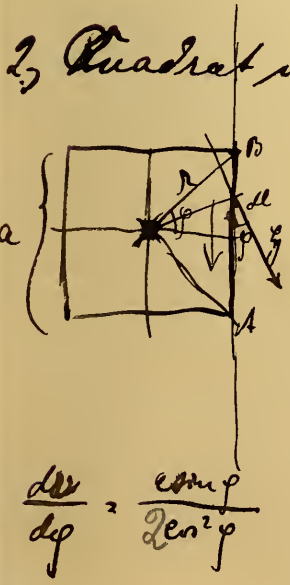
$$\cos(\mathfrak{H}, dl) = 1 \quad \sphericalangle(\mathfrak{H}, dl) = 0$$

$$\int_l \mathfrak{H} \cos(\mathfrak{H}, dl)\, dl = \mathfrak{H} \int_l dl$$

$$= \mathfrak{H} \cdot 2r\pi = 2\frac{i}{r} \cdot 2r\pi$$

$$= 4\pi i.$$

2) Quadrat mit der Seite a.



Wir werten das Integral nur für die Strecke $\overline{AB}$ aus. Die Gleichung der durch A, B bestimmten Geraden ist in Polarkoordinaten: $r = \frac{a}{2\cos\varphi}$.

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{a \sin\varphi}{2\cos^2\varphi}$$

$$\mathfrak{H} = \frac{2i}{r} = \frac{4i\cos\varphi}{a}$$

$$\sphericalangle(\mathfrak{H}, dl) = \varphi$$

$$dl = \sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2}\, d\varphi$$

$$dl = \frac{a}{2\cos^2\varphi} d\varphi$$

$$\int_{\frac{l}{4}} \mathfrak{H} \cos(\mathfrak{H}, dl)\, dl = \int_{-\frac{\pi}{4}}^{+\frac{\pi}{4}} \frac{2i\cos\varphi}{a} \cos\varphi \frac{a}{2\cos^2\varphi}\, d\varphi$$

$$= 2i \int_{-\frac{\pi}{4}}^{+\frac{\pi}{4}} d\varphi = 2i\left[\varphi\right]_{-\frac{\pi}{4}}^{+\frac{\pi}{4}} = 2i\frac{\pi}{2}$$

$$= i\pi.$$

Gesamtarbeit also $\underline{4\pi i}$.

Ahlen i. Westf., d. 20. I. 17.

des Arbeitswertes unterscheiden sich die elektromagnetischen Kräfte wesentlich von anderen Kräften, z. B. der Schwerkraft. Für diese hat die Arbeitsgröße (das Potential) für jede Stelle des Raumes einen und nur einen ganz bestimmten Wert.

98. Beziehung der Stärke des elektrischen Stromes zu dem Linienintegrale der magnetischen Kraft: die elektromagnetische Hauptgleichung. — Wir wollen das im vorigen Paragraphen bereits abgeleitete, durch die Formel (29) zum Ausdruck kommende wichtige Resultat noch einmal von einem anderen Gesichtspunkte aus betrachten. In § 50 S. 58 war darauf hingewiesen worden, daß jedes magnetische Kraftfeld ein „Vektorenfeld" ist, insofern als jedem Raumpunkte in ihm eine Größe von bestimmter Richtung und bestimmtem Zahlenwerte, eben der Vektor $\mathfrak{H}$, die Feldkraft eindeutig zugeordnet ist. Die Verteilung dieser Vektorengröße ist auch im Falle der Stromkraftfelder eine eindeutige und stetige. Legen wir also durch den Feldraum eine irgendwie verlaufende, den Strom umschließende Kurve l, Fig. 70, so wird für jedes Kurvenelement dl der Feldvektor $\mathfrak{H}$ eine bestimmte Größe und Richtung haben. Wir können den Vektor $\mathfrak{H}$ an der betreffenden Stelle auf die Richtung des Kurvenelementes projizieren, also die Größe $\mathfrak{H} \cdot \cos(\mathfrak{H}, dl)$ bilden und diesen durch die Verteilung der Feldkräfte und die Lage des Linienelementes bestimmten Wert mit der Länge des Kurvenelementes dl selbst multiplizieren. Führen wir dieses an jeder Stelle der Kurve aus und addieren wir alle die entsprechenden unendlich vielen, unendlich kleinen Beträge, so erhalten wir das, was man das Linienintegral, längs der ganzen Kurve l hin erstreckt, nennt; man bezeichnet es durch das Symbol:

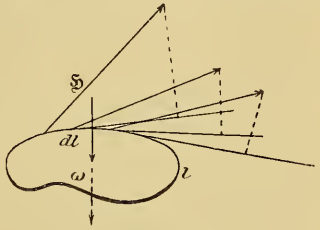


Fig. 70.

$$\int_l \mathfrak{H} \cdot \cos(\mathfrak{H}, dl) \cdot dl = A.$$

Es ist nun bemerkenswert, daß diese Summe (Integral) A von dem Verlaufe der Kurve selbst ganz unabhängig ist. Ihr Wert stellt demnach eine Größe dar, welche für das betreffende Feld charakteristisch ist. Daß sie der Stromstärke i proportional ist, wie im vorigen Paragraphen bereits gefunden wurde, kann nicht Wunder nehmen, da jeder einzelne $\mathfrak{H}$-Wert dieser Größe i proportional ist (vgl. § 90 S. 125). Beachtenswert ist aber der Umstand, daß auch in Fällen, in denen die Kraftachse nicht so einfach gestaltet ist, wie hier angenommen wurde, der Proportionalitätsfaktor den Wert 4π hat, so daß die Gleichung

$$4\pi i = \int_l \mathfrak{H} \cdot \cos(\mathfrak{H}, dl) \cdot dl = A \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

Um den Pol dem Leiter auf einem Radius zu nähern oder zu entfernen, ist keine Arbeit nötig. Bewegung eines Pols um den Leiter auf der Kurve:

ganz allgemein gilt, und zwar gilt sie für Kurven l, die sich bis an das von i durchströmte Gebiet ω Fig. 70 selbst heran erstrecken, wie bereits S. 136 hervorgehoben wurde; dabei ist i die Intensität der gesamten elektrischen Strömung, welche sich innerhalb des von der Kurve l umschlossenen Gebietes ω befindet.

Diese Gleichung gilt ganz allgemein, gleichgültig, ob die elektrische Strömung auf das Innere eines Leitungsdrahtes beschränkt ist, oder ob sie sich über ein ausgedehnteres Raumgebiet erstreckt, ob sie von einem Schwarme elektrischer Teilchen herrührt, oder von einem einzelnen solchen Teilchen, ob diese um endliche Strecken fortwandern (Leitungsströme), oder an einen Raumort gebunden sich nur um geringe Strecken verschieben (Verschiebungsströme). Wie ebenfalls bereits oben erwähnt ist, ist dieses Linienintegral gleich der Differenz des elektromagnetischen Potentiales längs eines Weges, der einmal ganz um das Strömungsgebiet herum führt. Die Gleichung (30) ist eines der Fundamente jenes berühmten Gleichungssystemes, welches den wesentlichsten Inhalt der allgemeinsten Feldtheorie, der Theorie von Maxwell-Hertz-Lorentz, ausmacht; wir bezeichnen diese Gleichung als die „elektromagnetische Hauptgleichung", weil sie alle elektromagnetischen Felderscheinungen umfaßt.

Wie dieselben hieraus abgeleitet werden können und insbesondere, wie das die elektromagnetischen Felderscheinungen darstellende Maxwell'sche Gleichungssystem daraus folgt, soll hier nicht weiter erörtert werden. Ich verweise in dieser Beziehung auf meinen Artikel „Die Theorie des Elektromagnetismus" in dem Handbuche der Elektrotechnik, herausgegeben von K. Heinke (S. Hirzel, Leipzig 1900), I. Bd., 3 Abteilung, S. 21 flg. Der Leser, welcher sich für die weitere theoretische Entwickelung des in diesem Buche Vorgetragenen interessiert, namentlich z. B. nach der Seite der elektromagnetischen Lichttheorie und der Lehre von den elektrischen Wellen hin, wird daselbst das Wichtigste darüber finden.

Fünftes Kapitel.

Bewegungsantriebe, welche galvanische Ströme oder bewegte elektrische Teilchen (α-Strahlen und β-Strahlen) in einem Magnetfelde erfahren.

(„Linke-Hand-Regel".)

Wir haben im vorigen Kapitel Wechselwirkungen von Stromträgern und Magneten besprochen, bei denen die ersteren festliegend und die Magnete beweglich waren. Aus der gegenseitigen Beeinflussung geht aber eine neue Gruppe von Erscheinungen hervor, wenn wir innerhalb feststehender Magnetfelder kürzere oder längere Teile eines Stromträgers beweglich anordnen. Da, wie oben in § 88 S. 120 gezeigt worden war, auch für die elektromagnetische Wechselwirkung das Prinzip von actio = reactio gilt, so müssen diese Leiterstücke in den Magnetfeldern einen Antrieb erhalten, der durch die Feld- und die Stromrichtung eindeutig bestimmt ist. Daß diese Bewegungsantriebe auch hier in vielen Fällen zu Rotationen führen, kann bei der konaxialen Anordnung des einen der beiden aufeinander wirkenden Felder nicht überraschen.

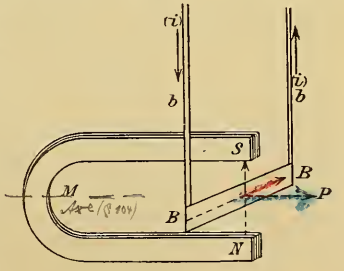


Fig. 71.

99. Bewegliches Gleitstück im homogenen Magnetfelde. — Um die bewegende Kraft, welche ein Strom in einem Magnetfelde erfährt, nachzuweisen, muß man einen Teil des Stromträgers derart beweglich machen, daß er diesem Antriebe frei folgen kann und sich dabei doch nicht aus dem Verbande mit den übrigen, feststehenden Leiterteilen löst. Man hängt etwa einen Aluminiumblechstreifen BB (Fig. 71) an breiten langen Goldbändern bb, die man kurze Zeit lang mit 25—30 Ampères belasten kann, ohne sie durchzubrennen, an der Zimmerdecke auf und führt ihnen durch verschieden gefärbte Kabel den Strom zu. Ein aus rotem Papier ausgeschnittenes Pfeilpaar wird auf BB so aufgesetzt, daß der an je einer Seite anliegende Papierpfeil die gerade vorhandene Richtung

des Stromes anzeigt. Schließt man diesen, so erhält man keinen oder höchstens nur einen sehr schwachen Ausschlag (vgl. w. u. S. 142); taucht man jedoch das Aluminiumblech in ein starkes Magnetfeld ein, indem man das Hufeisenmagnetmagazin M so aufstellt, daß BB gerade zwischen den Polenden NS desselben zu liegen kommt, so erhält man bei Stromschluß einen deutlichen Ausschlag im einen oder anderen Sinne. Der resultierende Bewegungsantrieb P kehrt sich um, wenn man die Stromrichtung umkehrt; er kehrt sich aber auch um, wenn man den Magneten umkehrt, also die Kraftlinien statt von unten nach oben, wie in der Figur, von oben nach unten gehen läßt. Die Richtung von P ist also eindeutig sowohl mit der Stromrichtung wie mit der Kraftlinienrichtung verknüpft. Wir haben hier den Fall einer eigentümlichen Doppelsymmetrie vor uns.

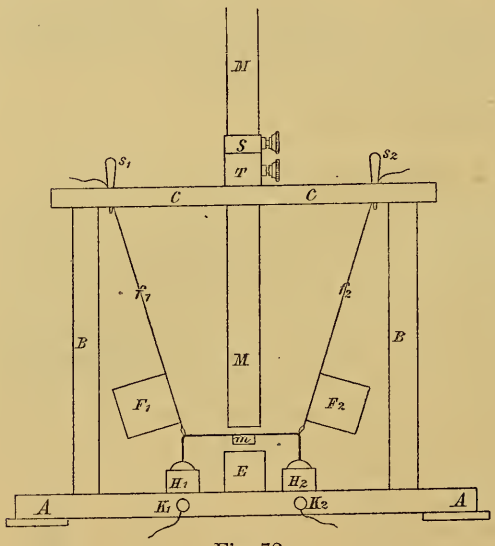


Fig. 72.

Diese Anordnung mit an Goldbändern hängendem Gleitstücke ist übersichtlicher als solche, bei denen ein Stück des Leiters auf parallelen Schienen oder in Quecksilberrinnen gleitet, welche auf der einen Seite mit den Stromzuleitungen verbunden sind. Die überragenden, blind endenden Stücke der „Gleitbahnen“ haben keine eigenen Kraftlinien, weil sich der Strom durch das Gleitstück ausgleicht. Eine solche Gleitanordnung zeigt Fig. 72. Auf einem Grundbrette AA sind zwei vertikale Holzsäulen BB befestigt, welche oben das Brett CC tragen. An zwei Fäden f_1 und f_2 hängt ein zweimal rechtwinklig umgebogener Kupferdrahtbügel m, der durch ein Messingstück beschwert ist; an die nach unten gebogenen Schenkel von m sind schmale Schaufeln aus Platinblech angelötet, welche in die Quecksilberrinnen H_1 und H_2 eintauchen; von hier führen metallische Verbindungen zu den Klemmen K_1 und K_2. Zwischen den Holzleisten steht der Eisenklotz E, der zum Sammeln von Magnetkraftlinien dient.

Die mit den Papierfahnen F_1 und F_2 versehenen Fäden f_1 und f_2 werden durch die Holzpflöcke s_1 und s_2 gehalten oder sind wie Saiten um Wirtel geschlungen, mittels deren sie leicht verlängert oder verkürzt werden können. Um Bewegungen des Gleitstückes herbeizuführen, wird von oben her der kräftige Stabmagnet MM genähert. Derselbe kann in der auf dem Brette CC befestigten Messinghülse T festgeklemmt werden. Schließt man den Strom, so wird der Bügel m nach der einen oder anderen Seite aus dem Magnetfelde zwischen M und E hinausgedrängt, öffnet man ihn, so kehrt er wieder in die Ruhelage zurück. Will man bei schon vorhandenem Stromfelde den Magneten MM nähern und entfernen, so klemmt man auf ihm die Messinghülse S fest, löst

die Verbindung mit der Hülse T und kann nun MM rasch von oben her dem Bügel nähern, ohne befürchten zu müssen, auf diesen selbst zu stoßen.

Die auftretenden Bewegungen des Stromträgers wollen wir durch blau angestrichene Pfeile bezeichnen, wie wir schon früher die Richtung des Stromes durch rote, und die Kraftlinienrichtung durch weiße Pfeile bezeichnet hatten.

100. Die Linke-Hand-Regel. — Die drei Richtungen: des Stromes, der Magnetkraftlinien und des Bewegungsantriebes, den ersterer im Magnetfelde erfährt, sind einander in einer ganz bestimmten Weise zugeordnet: koordiniert. Mit Hilfe der rechtwinklig zueinander ausgestreckten drei ersten Finger unserer Hand können wir ein räumliches Koordinatensystem darstellen und uns ein Bild der im vorigen Paragraphen konstatierten Doppelsymmetrie machen. Drehen wir die Hand um den ausgestreckten Mittelfinger, so kehrt sich die Daumenrichtung um, etwa aus vorwärts in rückwärts. Dasselbe geschieht, wenn wir die Hand um den ausgestreckten Zeigefinger drehen.

Stellt man die Grundversuche des vorigen Paragraphen in jeder Kombination der Kraftlinienrichtung des Stromes und des Magnetfeldes an, so ergibt sich immer wieder, daß die drei zueinander senkrecht stehenden Richtungen: des Stromes, der Magnetkraftlinien und der hervorgerufenen Bewegung in derselben Weise miteinander verknüpft sind. Wir waren übereingekommen, durch den Zeigefinger die Richtung der magnetischen Kraftlinien vom N-Pol zum S-Pol zu bezeichnen. Durch den Mittelfinger wollen wir die Stromrichtung angeben. Wir halten also diesen Finger in dieser Richtung an die Kraftachse des Stromfeldes. Dann finden wir, daß die erzeugte Bewegung des Stromes quer zu den Magnetkraftlinien immer übereinstimmt mit der Richtung des ausgespreizten Daumens, wenn wir die Finger der linken Hand wählen.

Wir gelangen zu der sog. „Fleming'schen Dreifingerregel", und zwar hier speziell der „Linken-Hand-Regel":

Halten wir den Zeigefinger der linken Hand in die Richtung der Kraftlinien eines festliegenden Magnetfeldes, den Mittelfinger in die des Stromes, so wird dieser in der Richtung des Daumens derselben Hand quer zur Kraftlinienrichtung und zur Stromrichtung vorwärts bewegt.

Bewegungsantriebe: Linke Hand.

Kraftlinienrichtung ≡ Zeigefinger,
Stromrichtung ≡ Mittelfinger,
Bewegungsrichtung ≡ Daumen.

Es empfiehlt sich, diese Regel bei allen Kombinationen, welche oben genannt wurden, zu verifizieren. Die drei rechtwinklig zueinander ausgestreckten Finger der linken Hand bilden dabei ein links- oder hopfenwendiges Koordinatensystem. Beim Unterricht versieht man zweckmäßig die Finger mit weißen, roten und blauen Papierhülsen dem Kraftliniensinne, der Strom- und der Bewegungsrichtung entsprechend. Dann tritt der Gegensatz dieser Regel zu der bei der Induktion einzuführenden „Rechten-Hand-Regel" augenfälliger hervor.

Ist der Strom sehr stark, so genügt schon die erdmagnetische Kraft, um eine Bewegung des Bügels herbeizuführen; darauf beruhen die oben angedeuteten kleinen Bewegungen, die man erhält, auch wenn der Magnet *M* nicht vorhanden ist, wovon man sich mit Rücksicht auf den Verlauf der erdmagnetischen Kraftlinien vgl. § 27 S. 25 mittels der L.H.R. leicht überzeugt.

Die „Daumen- und Schwimmregel" § 83, bei denen der Strom als unbeweglich und der Träger des Magnetkraftliniensystems als beweglich vorausgesetzt wird, sind in unserer Regel mit enthalten. Da jeder Wirkung eine Gegenwirkung entspricht, so muß bei festgehaltenem Stromträger das vom Nordpole ausgehende Kraftlinienbündel des Magneten im umgekehrten Sinne, also der Daumenrichtung entgegen, aus dem Stromfelde herausgedrängt werden; diese Richtung stimmt aber mit der Daumenrichtung der rechten Hand überein, wenn die Handfläche dem Quellpunkte der Kraftlinien, also dem *N*-Pole zugekehrt ist; hiervon überzeugt man sich leicht durch Auflegen der rechten Hand auf die Spitze des Zeigefingers der linken Hand in dem in § 83 angegebenen, der Stromrichtung entsprechenden Sinne.

Man hat für diese „ponderomotorischen" Bewegungsantriebe, welche ein beweglicher Stromträger in einem ruhenden Magnetfelde erfährt, noch andere Regeln aufgestellt, z. B. die Maxwell'sche Korkzieherregel: „Dreht man den Griff eines Korkziehers (oder allgemein einer Rechtsschraube) aus der Stromrichtung in die Feldrichtung, so schreitet die Schraube in der Richtung fort, nach welcher das stromdurchflossene Leiterstück hinbewegt wird". Oder: „Denkt man sich mit dem Strome schwimmend und blickt man der Feldrichtung entlang, so wird das stromdurchflossene Leiterstück nach der Richtung des ausgestreckten linken Armes hinbewegt".

101. Mechanische Interpretation und Diagramm der ponderomotorischen Bewegungsantriebe. — Wir haben in § 30 S. 28 die ponderomotorischen Wirkungen zweier Magnete auf Druck- und Zugwirkungen im Zwischenmittel, d. h. in dem gemeinsamen Kraftfelde zurückgeführt. Jetzt soll gezeigt werden, daß auch die Bewegungsantriebe, welche Ströme und Magnete aufeinander ausüben, sich aus der Struktur des gemeinsamen Feldes und den dadurch bedingten „Nahewirkungen" (vgl. § 30 S. 31) ergeben, ohne daß man nötig hätte, neue Erklärungsprinzipe heranzuziehen.

Bringen wir einen geradlinigen Stromträger in ein Magnetfeld, welches wir der Einfachheit halber als homogen voraussetzen, so verlaufen die Kraftlinien beider Systeme auf der einen Seite des Stromes nach derselben, auf der anderen nach entgegengesetzter Richtung, wenn nicht gerade der Strom den Kraftlinien parallel verläuft. Nach § 50 verstärken sich dann die Kraftlinienwirkungen auf der einen Seite des Stromes, auf der gegenüberliegenden schwächen sie sich; der Stromleiter muß daher infolge der Kraftlinienquerdrucke einen Bewegungsantrieb in dem als feststehend gedachten Magnetfelde erfahren. Daß dieser mit seinem Sinne der linken Handregel entspricht, erkennt man, wenn man sich den Richtungssinn der Stromkraftlinien vergegenwärtigt.

Sehr anschaulich läßt sich der vorliegende Fall der Übereinanderlagerung zweier Felder an dem Modelle Fig. 73 verfolgen: Die beiden einander parallelen Fortsätze eines Holzgestelles sind mit *N* (rot) und *S* (blau) bezeichnet und repräsentieren etwa die Pole eines Hufeisenmagneten. Zwischen ihnen sind, auf Holzpflöcke gesteckt, Gummischläuche ausgespannt zur Bezeichnung der Kraftlinien *h h* des homogenen Feldes zwischen *N* und *S*. In dieses legen wir das Modell eines Stromkraftliniensystems Fig. 61. *T* ist der Querschnitt des

Trägers, der Strom ist gegen den Beschauer gerichtet, $r\,r$ sind die konzentrischen Stromkraftlinienringe, welche also dem Uhrzeigersinne entgegengesetzt umlaufend zu denken sind. (Die Bedeutung der kleinen Pfeile wird erst später erläutert.)

Oberhalb des Trägers T begegnen sich in jedem Raumelemente die Kraftlinien in entgegengesetzter Richtung, so daß sich ihre Wirkungen gegenseitig schwächen, die gesamte Feldenergie und damit die Kraftlinienquerdrucke herabgesetzt werden; unterhalb verstärken sich die Wirkungen, denn die Kraftlinien beider Systeme laufen hier gleichsinnig durch das gemeinsame Feld. Von unten wirkt also ein Überdruck vom Felde her gegen den Träger T, welcher von oben nicht kompensiert wird. T wird demnach im Felde NS nach oben im Sinne des Pfeiles B gedrängt, der L. H. R. entsprechend.

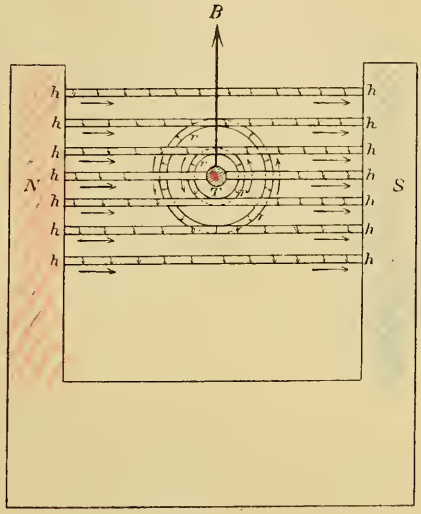


Fig. 73.

Daß in der Tat die das Stromkraftliniensystem T verschiebende Kraft von Teilkräften herrührt, welche auf jeden einzelnen Kraftlinienring selbst ausgeübt werden, kann man nachweisen, wenn man einen vollkommen in sich zurücklaufenden, längsmagnetisierten Stahlring in ein homogenes Magnetfeld bringt, so daß seine Ebene der Kraftlinienrichtung parallel liegt. Alsdann erfährt der Ring, wiewohl er nirgends freie Pole hat, eine Verschiebung in seiner eigenen Ebene quer zur Kraftlinienrichtung des Feldes, welche H. E. J. G. du Bois mittels einer höchst sinnreichen Octofilaraufhängung, welche den Ring trug, direkt nachgewiesen hat; derselbe hat auch das Kraftlinienbild mittels Eisenfeilicht hergestellt, welches die entsprechende Einseitigkeit des Kraftlinienverlaufes unmittelbar zur Anschauung bringt.

Wie die oben geschilderte Wirkung zustande kommt, kann man auch durch ein Kraftflußdiagramm veranschaulichen, wenn man das Stromfelddiagramm Fig. 67 S. 133 mit dem Kraftflußdiagramme eines quer dazu gelegten homogenen Kraftfeldes kombiniert. Das letztere ist dabei nicht wie in § 77 S. 96 angegeben anzulegen, da hier ja keine Rotationsfigur vorliegt, sondern nach den in § 95 S. 131 gegebenen Vorschriften. Man legt also über das Diagramm Fig. 67 äquidistante gerade Linien von solchem gegenseitigen Abstande, daß durch einen rechteckigen Kanal von der Breite eines der durch je zwei dieser Linien begrenzten Flächenstreifens und der Höhe von 1 cm gerade eine Kraftflußeinheit des homogenen Feldes hindurchgehen würde. Zeichnet man Pfeile der Fig. 73 entsprechend ein und zieht durch die Eckpunkte der entstandenen Schnittfiguren die entsprechenden Diagonalen, so erhält man Linien, welche von dem parallelen horizontalen Verlaufe abweichen, nach unten gehen, um T unten herumtreten und wieder nach oben kommen in dem Maße, wie sie

sich dem Südpole nähern. Nur die innersten Kraftlinienringe begleiten noch den Träger T, aber stark nach oben verschoben. Der Kraftlinienzug muß T emporheben im Sinne des Pfeiles B. Vgl. auch das Diagramm auf Tafel XVIII des II. Bandes von MAXWELL's Treatise (s. oben S. 86 Anmerkung), wo die Störungen eines homogenen magnetischen Feldes durch einen in dasselbe hineingebrachten geradlinigen Strom veranschaulicht sind.

102. Elektromagnetische Rotationen. — Beschränken wir die Bewegungsfreiheit des Stromträgers insoweit, daß ein Punkt desselben seine Lage im Raume beibehalten muß, und ordnen wir das bewegliche Stromstück und das Magnetfeld symmetrisch um diesen Punkt herum an, so geht aus der Wechselwirkung von Strom und Magneten eine kontinuierliche Rotation hervor.

Aus der Fülle von Apparaten, welche man konstruiert hat, um diese Rotationen beweglicher Stromträgerteile in einem Magnetfelde zu demonstrieren, greifen wir nur wenige typische Beispiele heraus, welche teils durch ihre historische Bedeutung, teils wegen ihrer praktischen Verwertbarkeit wichtig sind.

a) FARADAY's Rotationsapparat. Dieser älteste und einfachste Apparat bewährt sich noch immer schon bei mäßigen Stromstärken am besten. Ein in einen Metallhaken eingehängter Leiterteil hängt in dem Felde eines Stabmagneten herab, dessen Achse durch den Aufhängepunkt geht; das untere Ende taucht in Quecksilber; beim Stromschluß rotiert dann der Stromträger um den Magneten.

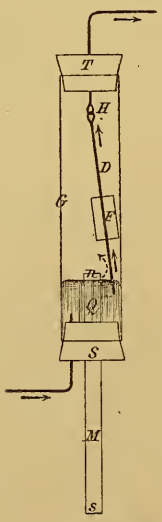


Fig. 74.

Im kleinen stellt man den Apparat etwa mittels eines Lampenzylinders G, Fig. 74, her, der unten und oben mit Korkstopfen S und T geschlossen ist. In der Mitte des unteren Korkes ist der Magnetstab M so befestigt, daß das eine seiner Polenden n noch etwas in das Innere des Glaszylinders G hineinragt. Außerdem nimmt der untere Kork den Zuleitungsdraht auf, oder die Stromzuleitung geschieht direkt durch den Magneten hindurch. Durch T ist ebenfalls ein Kupferdraht geführt, welcher in dem amalgamierten Haken H endet. In diesem hängt das geradlinige Drahtstück D, an dem eine Papierfahne F befestigt ist. In den unteren Teil des Zylinders wird so viel Quecksilber gefüllt, daß das untere amalgamierte Ende des Drahtes D gerade eintaucht. Der Magnetstab M wird in vertikaler Stellung an einem Stative befestigt.

Wird durch das bewegliche Drahtstück ein Strom von unten nach oben geschickt, so wird D in dem durch den gestrichelten Pfeil bezeichneten, der Uhrzeigerbewegung entgegengesetzten Sinne bewegt, wenn man von oben her blickt.

Will man den Versuch in größerem Maßstabe anstellen, so setzt man auf den vertikal gestellten Magnetstab (oder ein Stabmagazin) eine größere Quecksilberschale und läßt in diese einen Draht tauchen, den man in einem Haken an der Zimmerdecke befestigt hat.

b) Rotierender Drahtbügel. Man erhält eine mehr symmetrische Anordnung, wenn man den Strom verzweigt und seine

Siehe auch Müller-Pouillets Lehrb. d. Physik IV/2, 2, pg. 661, 662.

beiden Hälften in den Schenkeln eines Bügels zu beiden Seiten eines Stabmagneten herunterleitet.

Auf den Pol n Fig. 75 eines kräftigen Stab- oder Hufeisenmagneten setzt man die hölzerne, zylindrische Kappe H, welche unten eine ringsum laufende horizontale Rinne $R\,R$ trägt, in welche Quecksilber gefüllt wird. Der Draht Z vermittelt die leitende Verbindung nach außen. Oben trägt die Kappe in der Achse die Spitze s, auf welche der mit einem Doppelnäpfchen N versehene Drahtbügel $B\,B$ gesetzt wird; die vertikal nach unten gehenden, an den Enden amalgamierten Schenkel dieses Bügels tauchen beiderseitig in das Quecksilber der Rinne $R\,R$ ein. Um diesem Drahtbügel den Strom zuzuführen, füllt man in das nach oben gekehrte Näpfchen N etwas Quecksilber und taucht hier die amalgamierte Spitze eines dicken Kupferdrahtes D ein, der durch ein besonderes Stativ festgehalten wird.

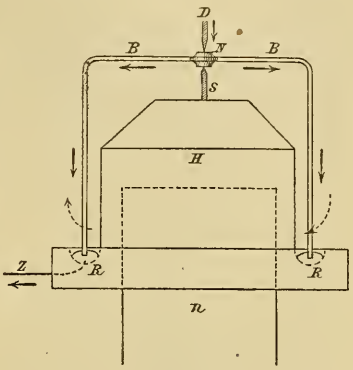


Fig. 75.

Der bei D zugeleitete Strom teilt sich und fließt in beiden Schenkeln des Bügels $B\,B$ hinunter; der rechte Schenkel wird in unserem Falle nach vorn, der linke nach rückwärts getrieben.

c) Das Barlow'sche Rad, vgl. die erst später genauer zu besprechende Fig. 128 im 9. Kapitel. Führt man der Mitte einer um eine horizontale Achse drehbaren, am Rande amalgamierten Kupferkreisscheibe durch die Achse einen Strom zu, den man dadurch wieder abnimmt, daß man den Rand der Scheibe in Quecksilber eintauchen läßt und das Quecksilber mit dem anderen Pole der Stromquelle verbindet, und sendet man die Kraftlinien eines Hufeisenmagneten quer durch den unteren Teil der Scheibe hindurch, so wird die Scheibe in Rotation versetzt. Die stromdurchflossenen Scheibenteile werden nach der linken Handregel aus dem Magnetfelde herausgedrängt. Sie hören dabei auf, Stromträger zu sein, da jetzt nachfolgende Teile des Scheibenrandes in das Quecksilber eintauchen. Die ablenkende Wirkung äußert sich an den neuen, wiederum radiär angeordneten Leiterteilen, drängt diese heraus u. s. f., so daß eine kontinuierliche Umdrehung der Scheibe erfolgt.

d) Rotation von Radiärströmen. Noch auffallender tritt diese Wirkung hervor, wenn man auf den Pol eines kräftigen Magneten eine flache, mit Quecksilber gefüllte Schale setzt, welche an ihrem inneren Rande mit einem ringförmig geschlossenen Kupferblechstreifen ausgelegt ist. Taucht man in der Mitte eine metallische Stromzuleitung ein und führt den Strom vom Rande aus weiter, so verbreitet er sich in der Quecksilbermasse von der Mitte aus radiär gleichförmig nach allen Seiten. Da die Magnetkraftlinien von oben nach unten oder umgekehrt durch die ganze bewegliche Masse hindurchgehen, so gerät diese in ihrer Gesamtheit in Rotation, deren Richtung wiederum durch die Linke-Hand-Regel bestimmt ist.

In der Mitte ist die Rotation am stärksten, da hier das gesamte konzentrische Kraftliniensystem noch an wenige Träger geknüpft ist, die Mitte senkt sich infolge der Zentrifugalkräfte etwas ein. Um die Erscheinung weithin sichtbar zu machen, läßt man auf dem Quecksilber flache Korke schwimmen, welche Lichtchen tragen. Statt des Quecksilbers kann man auch Zinksulfatlösung zwischen Stromzuleitungen aus amalgamiertem Zinkblech benutzen.

Man wird diese Versuche immer unter Einschaltung von Kommutatoren bei verschiedenem Richtungssinne des Stromes und des Magnetfeldes vorführen, da sie willkommene Gelegenheit bieten, die L. H. R. auf die verschiedensten Fälle anzuwenden.

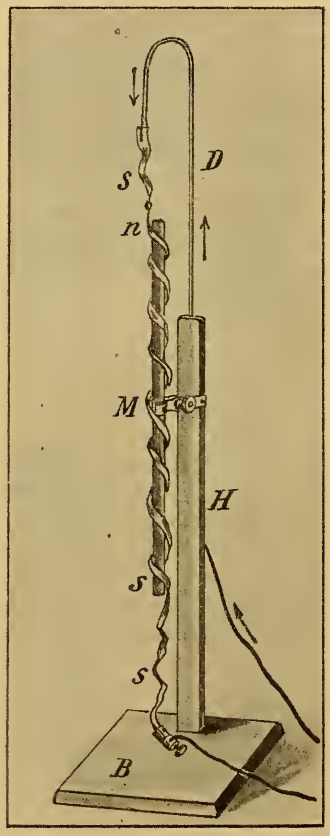


Fig. 76.

Bemerkenswert ist, daß in allen den genannten Fällen eine kontinuierliche Rotation erzielt wird, ohne daß der Strom unterbrochen oder seine Richtung gewechselt zu werden brauchte. Wir werden sehen, daß das bereits bei diesen einfachsten Rotationsanordnungen benutzte Prinzip allen modernen elektrischen Gleichstrommotoren zugrunde liegt.

103. Bewegungen eines biegsamen Leiters im Felde eines Stabmagneten. — Eigenartig gestalten sich die elektromagnetischen Wechselwirkungen, wenn wir den Stromträger biegsam machen und ihn parallel zur Achse eines feststehenden Stabmagneten neben diesem frei herabhängen lassen. Eine hierzu dienende Anordnung rührt von HELMHOLTZ her.

Auf einem Grundbrette *B*, Fig. 76, ist der vertikale hölzerne Halter *H* befestigt, welcher an einer Messingzwinge den Magnetstab *M* mit kräftigen Polen *n* und *s* trägt. An *H* ist ferner der oben umgebogene dicke Kupferdraht *D* befestigt, welcher über der Mitte des vertikalen Magnetstabes *M* in nicht zu kleiner Entfernung von *n* in einem vertikal nach unten gebogenen Stücke endet. Hier ist er durch einen schmalen Längsschnitt gespalten, in den ein Goldband *s s* eingeklemmt ist, welches an dem Magneten *M* herabhängt und reichlich bis zum Grundbrette *B* hinabreicht. Am unteren Ende wird eine Stromzuführung durch eine Klemmschraube angeschlossen, die andere Zuleitung wird unter Zwischenschaltung eines Kommutators nach dem Drahte *D* geführt.

Hebt man das Goldband *s s* in der Mitte etwas empor, so daß es an dem oberen und unteren Ende von *M* frei hängt und schließt den Strom, so wickelt es sich um den oberen und unteren Teil des Magneten so herum, daß eine fortlaufende Spirale entsteht. Kommutiert man den Strom, so wickelt sich das Band ab und schlingt sich in

dem entgegengesetzten Sinne um den Magneten. Namentlich das Ab- und Aufwickeln bei wiederholtem Kommutieren ist sehr deutlich zu verfolgen. Auch hier ergibt die „Linke-Hand-Regel" den Sinn des Bewegungsantriebes, den jedes einzelne Element des beweglichen Stromleiters erfährt.

104. Quantitatives Gesetz der ponderomotorischen Wirkung, welche ein beweglicher Stromträger in einem ruhenden Magnetfelde erfährt. — In § 91 wurde festgestellt und durch Formel (26 b) S. 128 zum Ausdruck gebracht, daß ein Leiterelement von der Länge l, welches von einem Strome von der Stärke i durchflossen wird, auf den um ϱ cm in senkrechter Richtung entfernten Einheitspol $+1$ eine Kraft von der Stärke il/ϱ^2 ausübt; dieselbe greift an dem Pole an, ihre Richtung steht senkrecht zu der durch l und den Pol gelegten Ebene. Würde sich an der Stelle des Einheitspoles ein Pol von der Stärke $+m$ befinden, so würde die Wirkung sein: mil/ϱ^2. Nun ist aber nach § 51 S. 60 m/ϱ^2 die Feldstärke $\mathfrak{H}$, welche der Pol m in der Entfernung ϱ erzeugt; das wäre in unserem Falle an dem Orte, wo sich l befindet. Die Wirkung, welche das Leiterstück auf den Pol ausübt, muß nach dem Prinzipe von der Gleichheit von actio und reactio gleich derjenigen sein, mit welcher der Pol auf das Leiterstück wirkt, nur ist diese Wirkung der erstgenannten entgegengesetzt gerichtet. Das in dem Polfelde von der Stärke $\mathfrak{H}$ befindliche Stromelement (il) erfährt also in diesem einen Bewegungsantrieb von der Stärke

$$P = \mathfrak{H} \cdot i \cdot l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

dessen Richtung senkrecht steht sowohl zu seiner eigenen Richtung wie zur Kraftlinienrichtung und im übrigen durch die L.H.R. eindeutig bestimmt ist. Diese Kraft greift an dem Leiterstücke l an.

Wir haben den wichtigen Satz:

Die ponderomotorische Kraft, mit welcher ein geradliniges Stück einer Strombahn von der Länge l in einem Magnetfelde von der Intensität $\mathfrak{H}$ bei einer Stromstärke von i Dekaampère ergriffen wird, ist dem Produkte der drei genannten Größen gleich, wenn das Leiterstück senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes verläuft.

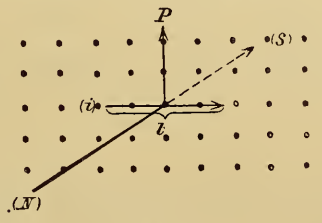
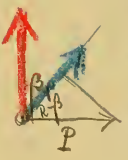


Fig. 77.

Um sich die gegebene Ableitung vollkommen klar zu machen, vergleiche man die Fig. 63 S. 128 mit der Fig. 77, bei welcher die Kraftlinienrichtung durch die Linie $(N) \longrightarrow (S)$ dargestellt ist; die in der Figur gezeichneten äquidistanten Punkte sollen die Durchstoßpunkte weiterer unter sich parallel gedachter Kraftlinien des in Rede stehenden Feldes markieren. In Fig. 63 würde der Pol $+1$ der angenommenen Stromrichtung entsprechend durch die Zeichenebene hindurch nach rückwärts getrieben werden. Darum wird l in Fig. 77 nach oben hin emporgehoben.

Bei der vorstehenden Ableitung wurde keine Voraussetzung bezüglich des felderzeugenden Poles gemacht; hätte man statt eines Poles deren mehrere, so würden sich deren Wirkungen addieren; ihre Gesamtwirkung würde wiederum durch die resultierende Feldkraft $\mathfrak{H}$ bestimmt sein; die Formel (31) gilt ganz allgemein, gleichgültig wie das Feld zustande kommt.

Dreht man bei dem in § 99 S. 139 beschriebenen Grundversuche den Magneten M um eine horizontale, durch seinen Indifferenzpunkt gehende Achse, so daß der Winkel α zwischen Stromrichtung und Kraftlinienrichtung kleiner wird, so nimmt bei gleicher Stromstärke i der Bewegungsantrieb P ab. Wählt man einen kurzen schmalen Streifen, der zwischen die Schenkel des Magazins hineinpaßt und legt man den Magneten so, daß der Stromträger in dem homogenen Teile des Feldes (vgl. § 50 S. 59) den Kraftlinien parallel verläuft, so wird $P = 0$; P ist am größten, wenn der Winkel zwischen beiden Richtungen 90^0 ist. Bilden also die beiden Richtungen einen Winkel α miteinander, so wird der Antrieb nur $\mathfrak{H} \cdot i \cdot l \cdot \sin\alpha$ sein. Steht außerdem die Richtung, in der sich l bewegen kann, nicht, wie hier zunächst immer angenommen war, senkrecht zu der durch Strom- und Kraftlinienrichtung zu legenden Ebene, sondern bildet die Bewegungsrichtung von l mit der Kraftlinienrichtung den Winkel β, so wird nur eine Komponente p von P die Bewegung herbeiführen, wo $p = P \cdot \sin\beta$ ist. Der Bewegungsantrieb ist also im allgemeinen:



$$p = \mathfrak{H} \cdot i \cdot l \cdot \sin\alpha \cdot \sin\beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31\,a)$$

aus dem der oben angegebene maximale Wert P hervorgeht, wenn sowohl α wie β gleich 90^0 ist.

105. Bewegungsantrieb, welchen ein einzelnes bewegtes elektrisch geladenes Teilchen in einem Magnetfelde erfährt. — In § 93 S. 130 wurde darauf hingewiesen, daß ein mit einer bestimmten Geschwindigkeit bewegtes elektrisch geladenes Teilchen ebenso wie ein Stromelement magnetische Kräfte in seiner Umgebung auszuüben vermag.

Dabei war das Produkt $(i \cdot l)$ in dem Gesetze von Laplace durch den gleichdimensionierten Ausdruck $(q\,\mathfrak{g})$ zu ersetzen.

Das Prinzip von actio und reactio erfordert darum, daß ein solches Teilchen in einem Magnetfelde ebenfalls einen Bewegungsantrieb erfährt, wie ein stromdurchflossenes Leiterstück; diesen Antrieb wollen wir jetzt berechnen.

Nach § 92 S. 130 können wir die Stromstärke i uns gemessen denken durch die Elektrizitätsmenge q, welche in Form einzelner elektrisch geladener Teilchen in der Zeit t den Querschnitt des Leiters passiert: $i = q/t$, so daß die Formel (31) des vorigen Paragraphen auch so geschrieben werden kann:

$$P = \mathfrak{H} \cdot q \cdot \frac{l}{t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31\,b)$$

Betrachten wir nicht einen ganzen Schwarm solcher innerhalb einer Leiterbahn bewegter Teilchen, also nicht einen Strom, sondern nur ein einziges solches Teilchen, was die Ladung q mit sich tragen möge und das homogene Magnetfeld von der Intensität $\mathfrak{H}$ in einer Richtung senkrecht zu den Kraftlinien mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g} = l/t$ passiere, so wird dieses sich so verhalten wie ein Leiterelement von der Länge l, welches den Strom $i = q/t$ trägt.[x] Auf dasselbe wird

[x] l wird in 1 Sek. d. Elektrizitätsmenge q durchflossen; also in 1 Sek. " " $\frac{q}{t} = i$.

also dieselbe Kraft P ausgeübt, welche die Formel (31b) darstellt, so daß wir setzen dürfen

$$P = \mathfrak{H} \cdot q \cdot \mathfrak{g} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31\,c)$$

Diese Kraft steht senkrecht sowohl zur Kraftlinienrichtung wie zur Bewegungsrichtung des Teilchens, also zur Richtung von $\mathfrak{g}$, und sucht das bewegte elektrische Teilchen aus seiner Bahn abzulenken in einer Ebene, welche ebenfalls senkrecht zur Feldrichtung gelegen ist. Die Größe dieser ablenkenden Kraft wächst proportional mit der Feldstärke, proportional mit der Elektrizitätsmenge, welche das Teilchen mit sich führt, und endlich auch proportional mit der Geschwindigkeit, mit der es das Feld durcheilt.

Wir werden sogleich sehen, daß diese Ablenkung durch magnetische Kräfte bei den in neuester Zeit im Vordergrunde des Interesses stehenden „corpuscularen Strahlungen" von größter Bedeutung ist.

106. Bahnen bewegter elektrischer Teilchen in einem Magnetfelde. — Wir wollen annehmen, daß ein mit einer elektrischen Ladung von q elektromagnetischen Einheiten (vgl. § 47 S. 54) ver-

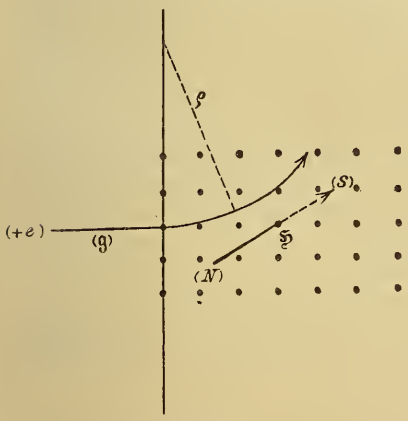


Fig. 78a.

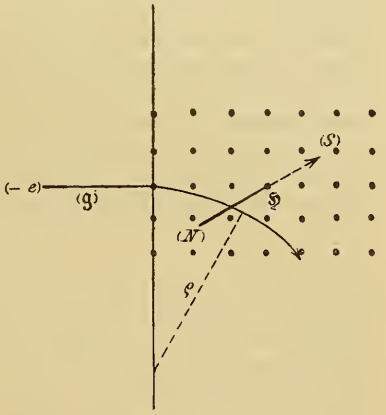


Fig. 78b.

sehenes, mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ begabtes Teilchen von der Masse m in ein homogenes Magnetfeld von der Stärke $\mathfrak{H}$ eintrete, und zwar der Einfachheit halber und mit Rücksicht auf die gewöhnlich gewählte Versuchsanordnung in einer Richtung, die senkrecht zu der Kraftlinienrichtung steht (vgl. die Figuren 78a und b, in denen analog wie in Fig. 77 S. 147 die Feldrichtung durch einen Pfeil und die Durchstoßpunkte einer Reihe voneinander gleichweit abstehender Kraftlinien durch die Zeichenebene durch Punkte bezeichnet sind). Dann erfährt nach Formel (31c) das Teilchen einen Bewegungsantrieb von der Größe $P = \mathfrak{H}\, q\, \mathfrak{g}$, welcher das Teilchen in einer Ebene senkrecht zur Feldrichtung abzulenken sucht. Es wird also nicht mehr die ursprüngliche Richtung $\mathfrak{g}$ beibehalten können, sondern

entsprechend der „Linken-Hand-Regel“ (wenn es positiv geladen ist) nach oben hin abgelenkt werden, Fig. 78a. In der neuen Bewegungsrichtung wird es aber wiederum von den magnetischen Kräften in gleichem Sinne beeinflußt, die Ablenkung wird also vergrößert usw. Man sieht, daß das Teilchen eine gekrümmte Bahn in dem Kraftfelde wird annehmen müssen. Die Bahn muß eine ebene werden, da die ablenkende Kraft jederzeit senkrecht zu den unter sich parallelen Magnetkraftlinien steht; die Bahnebene wird folglich auch immer senkrecht zur Feldrichtung verbleiben. Da aber die magnetischen Kräfte demzufolge überall senkrecht zur Bahn des Teilchens selbst stehen, so fällt niemals eine Komponente der magnetischen Kräfte in ein Bahnelement (die magnetischen Kräfte leisten keine Arbeit in bezug auf das Teilchen [vgl. § 97 S. 135]), sie können also weder beschleunigend noch verzögernd auf dasselbe einwirken, sondern nur richtungsändernd, es bleibt also die Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ immer die gleiche. Dann bleibt aber auch P und damit die Richtungsänderung selbst die gleiche und die Bahn des Teilchens muß eine Kreislinie werden. Je stärker P ist, um so stärker muß die Ablenkung ausfallen, um so stärker ist die Bahn gekrümmt. Ist ϱ der Krümmungsradius, so ist bekanntlich $1/\varrho$ ein Maß der Bahnkrümmung. Man kann diesen Radius leicht wie folgt berechnen. Wenn das Teilchen von den magnetischen Kräften gezwungen wird auf einer Kreisbahn dahinzufliegen, wobei seine Geschwindigkeit in der Bahn gleich $\mathfrak{g}$ ist, so wird sich in der mit ihm verbundenen trägen Masse m eine gewisse Centrifugalkraft entwickeln. Dieselbe ist nach einem bekannten Gesetze der Mechanik durch den Ausdruck

$$C = m \frac{\mathfrak{g}^2}{\varrho}$$

gegeben. Da das Teilchen auf dieser Kreisbahn bleibt, so muß die ablenkende Kraft P gerade dieser Centrifugalkraft C das Gleichgewicht halten, d. h. es muß sein:

$$\mathfrak{H}\, q\, \mathfrak{g} = m \frac{\mathfrak{g}^2}{\varrho}$$

oder

$$\frac{1}{\varrho} = \mathfrak{H} \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{\mathfrak{g}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

Die Krümmung der Kreisbahn, welche das Teilchen in dem Magnetfelde beschreibt, ist um so größer, je stärker das Feld und je größer das Verhältnis von Ladung zur Masse des Teilchens ist; sie ist umgekehrt proportional der Geschwindigkeit, mit der sich das Teilchen bewegt. Je kleiner also die träge Masse ist, welche dem Teilchen anhaftet, je größer also seine relative Ladung (seine sog. spezifische Ladung) ist, um so größer wird diese Ablenkung ausfallen.

Man kann die Gleichung (32) auch so schreiben:

$$\frac{q}{m} \cdot \frac{1}{\mathfrak{g}} = \frac{1}{\varrho\, \mathfrak{H}} \quad \text{oder} \quad \mathfrak{H}\, \varrho = \mathfrak{g} \cdot m/q \quad . \quad . \quad . \quad (32\,\text{a})$$

Man kann $\mathfrak{H}$ nach § 49 S. 56 flg. in absolutem Maße bestimmen und ϱ für ein gegebenes homogenes Feld in Centimetern ausmessen; die magnetische Ablenkung kann also dazu dienen, den für das Teilchen charakteristischen Ausdruck $\mathfrak{g}\, m/q$ zu berechnen.

Man bemerkt übrigens, daß sich ein positiv geladenes Teilchen der „Linken-Hand-Regel" zufolge links herum (der Uhrzeigerbewegung entgegengesetzt) in seiner Kreisbahn bewegen muß, wenn man dieselbe in der Richtung der Kraftlinien anblickt (Fig. 78a). Ein negativ geladenes Teilchen hingegen wird offenbar von den magnetischen Kräften in einem Sinne beeinflußt werden, wie ein Stromelement, welches in einer der Teilchenbewegung entgegengesetzten Richtung vom (positiven) Strome durchflossen wird; ein solches Teilchen wird sich durch die Magnetkraftlinien rechts herum (entsprechend der Bewegung des Uhrzeigers) hindurchwinden müssen (immer gesehen in der Richtung des Feldes (von N gegen S vgl. § 26 S. 23), wie es Fig. 78b darstellt.

107. Kanal- und Kathodenstrahlen, α-Strahlen und β-Strahlen; ihre magnetische Ablenkung. — Solche elektrisch geladene mit großer Geschwindigkeit bewegte kleine Teilchen, auf die sich die Betrachtungen der vorigen beiden Paragraphen beziehen, trifft man tatsächlich an, einerseits bei eigentümlichen Strahlungserscheinungen, welche sich entwickeln, wenn elektrische Entladungen durch hochevacuierte Räume hindurchschlagen, andererseits bei den sog. radioaktiven Substanzen. W. Hittorf hat zuerst bemerkt, daß wenn man eine Entladungsröhre (sog. Geissler'sche Röhre, vgl. z. B. die in Fig. 79 a. d. f. S. dargestellte), durch welche die hochgespannten Entladungen einer Influenzmaschine oder eines Induktoriums (vgl. später im III. Abschnitt) hindurchschlagen, weiter und weiter auspumpt, von der Metallplatte aus, an der der Strom aus dem Gasraume austritt (Kathode K Fig. 79), Strahlen ausgehen, welche sich geradlinig verbreiten.

Das Auftreten dieser „Kathodenstrahlen" macht sich gewöhnlich durch ein eigentümliches Fluoreszenzlicht der Glaswand, auf welche die Strahlen fallen, kenntlich; bei (weichem sog. thüringer) Natron-Glas hat dieses Licht eine grünliche, bei (hartem sog. böhmischen) Kali-Glase eine bläuliche Farbe.

Läßt man die Strahlen in ein Magnetfeld eintreten, indem man etwa die Schenkel eines Hufeisenmagneten über die Röhre greifen läßt, so werden die Strahlen abgelenkt und zwar in dem Sinne, wie ein Schwarm von der Kathode wegfliegender negativ geladener Teilchen abgelenkt werden muß, vgl. den Schluß des vorigen Paragraphen.

Fängt man die Kathodenstrahlenteilchen in einem geeignet geschützten, mit einem Elektrometer verbundenen Metallkästchen auf, so läßt sich in der Tat direkt nachweisen, daß negative Elektrizität mit den Teilchen transportiert wird; auf diese Weise läßt sich auch die Menge der durch diese Strahlen übertragenen Elektrizität messen.

Da die von der Kathode fortgeschleuderten Teilchen negativ geladen sind, so müssen sie in ihrer Bahn auch durch elektrische

Kräfte beeinflußbar sein. Ordnet man also innerhalb der Entladungsröhre (Fig. 79) parallel zu ihrer Längsachse auf der einen Seite eine positiv geladene Platte P_1, ihr gegenüber eine negativ geladene Platte P_2 an, so müssen die Teilchen zu ersterer hin-, von der letzteren weg abgelenkt werden. Bei gleichzeitiger Messung dieser „elektrostatischen" Ablenkung und der magnetischen ist man imstande die in der ersten Formel (32a) S. 150 links stehenden Größen noch insoweit voneinander zu trennen, als man dann die Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ und das Verhältnis q/m von Ladung und Masse der Teilchen (die spezifische Ladung) gesondert bestimmen kann.

Die gesamte Anordnung bei diesen überaus wichtigen Messungen zeigt Fig. 79 in der Form, wie sie von J. J. Thomson zuerst angewandt wurde. Zwischen den beiden in die Glaswand eingeschmolzenen Platinelektroden A (der Anode) und K (der Kathode, welch' letztere vorn eine Aluminiumscheibe trägt), gleichen sich die elektrischen Entladungen aus. Ist die mit einer Quecksilberluftpumpe dauernd in Verbindung stehende Röhre genügend weit ausgepumpt, so gehen kräftige Kathodenstrahlen senkrecht von der Platte K aus, welche das Rohr seiner ganzen Länge nach durchsetzen und auf einem in dem birnenförmig erweiterten Rohrende senkrecht zur Rohrachse aufgestellten Schirme S einen hellen Fleck bei O erzeugen. Damit der Fleck möglichst scharf begrenzt erscheint, sind vorn in der Röhre zwei in der Mitte durchbohrte

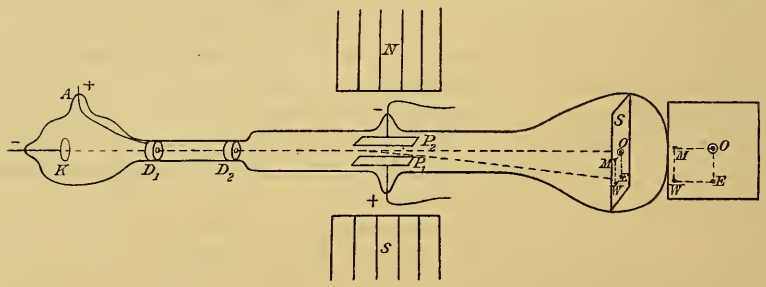


Fig. 79.

Metallkapseln als Diaphragmen D_1 und D_2 angebracht, von denen das erste zweckmäßig mit der Anode A in leitende Verbindung gesetzt wird. Wird der (etwa aus einem Glimmerblatte bestehende) Schirm S vorn mit gewöhnlicher Schreibkreide bestrichen, so leuchtet die Stelle O hellrot auf, so daß der Fleck auch von rückwärts her durch das Glimmerblatt hindurch scharf gesehen werden kann. Legt man die Röhre in ein magnetisches Feld NS ein, dessen Kraftlinien etwa von oben nach unten verlaufen, so werden die Kathodenstrahlen nach § 106 Ende S. 151 nach vorn, etwa bei bestimmter Feldstärke nach M hin abgelenkt (vgl. auch die Nebenfigur rechts, welche den Schirm von rückwärts betrachtet darstellt). Werden die Platten P_1 und P_2 mit einer Elektrizitätsquelle (etwa einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie) derart verbunden, daß die eine + die andere − elektrisch geladen bleibt, so würde ohne gleichzeitige Wirkung des magnetischen Feldes das Kathodenstrahlenbündel von O nach E hin abgelenkt werden; tritt das Magnetfeld hinzu, so wird der Strahl außerdem noch senkrecht zu dieser Richtung um die Strecke OM abgelenkt, und der helle Fleck erscheint in Wirklichkeit bei W. Mißt man die beiden Ablenkungen an kleinen Skalen, die am besten auf dem Schirme S selbst direkt angebracht sind, so kann man aus den Ablenkungen und den Dimensionen des Rohres und seiner einzelnen Teile $\mathfrak{g}$ sowohl wie q/m berechnen.

Man fand für g wunderbarerweise Geschwindigkeiten, die ganz ungeheuer sind im Vergleiche mit Geschwindigkeiten, die uns sonst bei bewegten materiellen Teilen entgegentreten, Geschwindigkeiten, welche z. B. die der raschesten Langgeschosse um das Hunderttausendfache übertreffen. In der Größenordnung reichten diese Geschwindigkeiten an diejenige des Lichtes heran, welche schon früher S. 53 zu $V = 3.10^{10}$ cm/sek für den leeren Raum angegeben wurde. Auch für das Verhältnis q/m ergaben sich auffallend große Werte (von der Ordnung 10^7), welche darauf hindeuteten, daß entweder sehr große Ladungen q oder sehr kleine Massen m in den einzelnen Kathodenstrahlenteilchen bewegt werden.

Man hatte in dieser Beziehung einen Vergleich mit den Vorgängen bei der Elektrolyse. Auch hier werden durch Massenteilchen elektrische Ladungen, die mit ihnen verbunden sind, durch die sog. „Ionen“ (d. h. die „Wandernden“ [etymologisch wäre richtiger „Ionten“]) bei der Wirkung elektrischer Kräfte transportiert. Aber nicht nur sind hier die Geschwindigkeiten der bewegten Teilchen außerordentlich viel geringer (hauptsächlich infolge der Reibung in dem Lösungsmittel), sondern selbst für den kleinsten materiellen Träger, den uns die chemische Analyse kennen lehrt, das Wasserstoffatom, ist die spezifische Ladung q/m nur etwa von der Größenordnung 10^4, also etwa tausendmal kleiner als bei den Kathodenstrahlenteilchen. Da man aus anderweitigen Erscheinungen entnehmen konnte, daß die Ladung pro Teilchen in beiden Fällen, bei der Elektrolyse wie bei der in Rede stehenden Strahlung, von gleicher Größe ist, so folgte daraus, daß die in den Kathodenstrahlen bewegten Massen m sehr klein, jedenfalls etwa tausendmal kleiner als das Wasserstoffatom anzunehmen seien, vgl. w. u. im nächsten Paragraphen.

Dort, wo Kathodenstrahlenteilchen mit großer Gewalt auf ein Hindernis auftreffen, bildet sich eine neue Strahlenart aus, die sich ebenfalls geradlinig ausbreitet: die „Röntgenstrahlen“. Diese sind aber nicht mehr durch den Magneten ablenkbar, also jedenfalls wesentlich anders konstituiert, als die Kathodenstrahlen selbst. Auch unterscheiden sie sich von diesen durch ihr viel größeres Durchdringungsvermögen. Während die Kathodenstrahlen nur durch sehr dünne Metallfolien hindurchzudringen vermögen, können Röntgenstrahlen sehr dicke Schichten der verschiedensten Materialien durchdringen und werden in diesen nach Maßgabe der Dichte derselben absorbiert, also von Holz, Flüssigkeiten sehr schwach, von Blei z. B. sehr stark.

Hierauf beruht ja ihre bekannte Anwendung zur Erzeugung von Radiogrammen d. h. Schattenbildern auf der photographischen Platte oder auf einem mit einem fluoreszierenden Präparate bestrichenen Leuchtschirme.

Wenn man als Kathode einer Entladungsröhre eine durchlöcherte Platte verwendet, welche am zweckmäßigsten die Röhre in zwei Räume teilt, die nur durch die Öffnungen derselben miteinander kommunizieren, so gehen von den Öffnungen dieser Elektrode eigentümliche, von Goldstein entdeckte Strahlen geradlinig aus, welche gewissermaßen die Fortsetzung der Kathodenstrahlen nach der entgegengesetzten Plattenseite hin darstellen: die Kanalstrahlen. Sie rufen ebenfalls Fluoreszenz dort hervor, wo sie die Glaswand treffen, die aber von anderer Farbe ist als die durch die gleichzeitig auf-

tretenden Kathodenstrahlen bedingte (bei Natronglas dunkelrotbraun). W. Wien zeigte, daß auch diese Strahlen durch ein hinreichend kräftiges Magnetfeld ablenkbar sind, aber nur sehr wenig und in einem Richtungssinne, der demjenigen der Kathodenstrahlenablenkung entgegengesetzt ist. Diese Strahlen bestehen daher aus fortgeschleuderten positiven Teilchen. Weitere Untersuchungen zeigten, daß bei ihnen das Verhältnis q/m von Ladung zur Masse verschieden groß ist, aber immer etwa von der Größenordnung, wie es bei der Elektrolyse (10^4) angetroffen wird, und daß auch ihre Geschwindigkeit wesentlich kleiner als die der Kathodenstrahlen ist (nach W. Wien etwa von der Größenordnung 10^7 bis 10^8 cm/sek).

Höchst bedeutungsvoll war nun die Erkenntnis, daß gewisse Substanzen, die sog. radioaktiven Körper, dauernd Strahlungen aussenden, die den drei erwähnten Strahlungsarten: den Kathoden-, Röntgen- und Kanalstrahlen analog sind. H. Becquerel erkannte zuerst, daß das Uran Strahlen aussendet, welche Hüllen aus Pappe und Holz durchdringen, die photographische Platte affizieren und die umgebende Luft elektrisch leitend machen wie die Röntgenstrahlen, welche von einer Entladungsröhre ausgehen. Fast gleichzeitig entdeckten dann G. C. Schmidt und das Ehepaar Curie, daß auch vom Thorium ähnliche Wirkungen ausgehen, und letzteres Forscherpaar schied dann aus der uranhaltigen Pechblende einen sehr stark radioaktiven Körper, das Radium ab, dessen Natur als wohldefiniertes neues chemisches Element jetzt feststeht. Ferner ist durch ihre radioaktiven Eigenschaften die Aufmerksamkeit noch auf die noch nicht näher untersuchten Körper Polonium[x] und Aktinium[xx] sowie einige andere Substanzen gelenkt worden.

Die genannten fünf Substanzen senden in sehr verschiedenem Grade zunächst eine sehr wenig ablenkbare, schon durch Luftschichten von geringer Dicke stark absorbierbare Strahlung aus, welche im Magnetfelde sich ebenso wie die Kanalstrahlen verhält, also, offenbar aus positiv geladenen abgeschleuderten Teilchen besteht; man hat sie α-Strahlen genannt.

Ferner senden mehrere radioaktive Substanzen eine durchdringendere Strahlung aus, welche im Magnetfelde nach der entgegengesetzten Richtung abgelenkt wird, wie die α-Strahlen, und die sich auch sonst wie die Kathodenstrahlung verhält; es sind dies die sog. β-Strahlen. Die negativ geladenen Teilchen, aus denen diese Strahlen bestehen, werden von den radioaktiven Körpern z. T. mit noch größeren Geschwindigkeiten ausgestoßen als die Kathodenstrahlenteilchen von der Kathode einer Entladungsröhre, so daß hier Geschwindigkeiten vorkommen, die nahe an die Lichtgeschwindigkeit selbst heranreichen.

Um sich das Verhalten der genannten Strahlungsarten klar zu machen, denke man sich (nach Frau Curie) auf den Boden eines kleinen Bleikästchens K (Fig. 80) einige Körnchen einer hochaktiven Substanz, also etwa von Radium oder einer seiner Verbindungen (Radiumchlorid oder Radiumbromid, die gewöhnlich verwendet werden) gebracht; dann gehen von diesen Körnchen Strahlen

[x] identisch mit Ra-F

[xx] jetzt als Element erkannt! (Jan. 1917).

nach oben hin aus (nach der Seite zu werden sie durch die Wände des Bleikästchens abgeschirmt). Bringt man das Ganze, — etwa auf einem langen Streifen einer photographischen Platte mit nach oben gekehrter empfindlicher Schicht $L\,L$ ruhend, — so in ein ausgedehntes homogenes Magnetfeld, daß die Kraftlinien von vorn nach hinten verlaufen, wie in der Fig. 80 angenommen ist, so müssen die positive Ladungen mit sich forttragenden α-Strahlen nach S. 151 nach links hin, die negative Elektrizität transportierenden β-Strahlen aber nach rechts hin abgelenkt werden. Von derselben Substanz werden nun im allgemeinen sehr verschiedenartige β-Strahlen ausgesendet, die sich durch die verschiedenen Geschwindigkeiten g voneinander unterscheiden, mit denen die Teilchen in ihnen bewegt werden; nach § 106 S. 150 müssen ihnen darum ver-

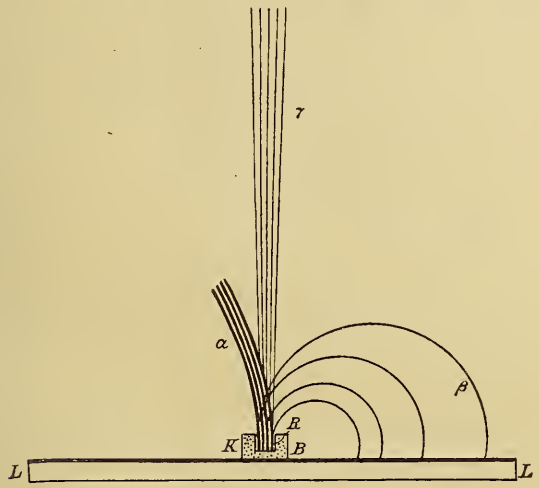


Fig. 80.

schiedene Krümmungsradien ϱ entsprechen. Die verschieden stark ablenkbaren β-Strahlen treffen also die empfindliche Schicht $L\,L$ an verschiedenen Stellen und erzeugen hier ein ganzes Band, ein Spektrum ihrer Wirksamkeit; die schnellsten Kathodenstrahlen sind am wenigsten abgelenkt, die langsamsten treffen die Platte dem Kästchen K zunächst.

Endlich wird von den genannten fünf radioaktiven Körpern, freilich von jedem einzelnen in sehr verschiedenem Grade, eine sehr durchdringende, vom Magneten nicht ablenkbare Strahlung ausgesendet, welche der Röntgenstrahlung nahe steht; man hat die entsprechenden Strahlen γ-Strahlen genannt.

Daß einzelne von ihnen mit den Röntgenstrahlen identisch sind, dürfte als festgestellt zu betrachten sein, wenn auch einige von den sehr durchdringenden und selbst in sehr starken magnetischen Feldern nicht ablenkbaren Strahlen nach F. Paschen negative Ladungen mit sich führen, daher als β-Strahlen anzusprechen sind, bei denen die Teilchen mit größter Geschwindigkeit, fast mit der Lichtgeschwindigkeit selbst, bewegt werden. In der Fig. 80 sollen die feinen, senkrecht nach oben verlaufenden Linien die γ-Strahlung andeuten.

108. Elektronen. — Gleichzeitige Bestimmungen der magnetischen und elektrostatischen Ablenkung, — in der oben S. 152 angedeuteten Weise durchgeführt — ergaben bei den β-Strahlen des Radiums nach W. Kaufmann nicht konstante Werte der Geschwindigkeit g

und der spezifischen Ladung q/m, sondern um so größere Werte für q/m, je kleiner die Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ der betreffenden Strahlung war und umgekehrt. Da nun sehr viele Gründe sowie direkte Messungen dafür sprechen, daß in allen den genannten Fällen von den einzelnen Teilchen immer dieselbe Elektrizitätsmenge, nämlich die auch bei der Elektrolyse von einem einzelnen einwertigen Ion (vgl. S. 153) transportierte Menge, die sog. Valenz- oder Elementarladung bewegt wird, so mußte man die Verschiedenheit in den Werten von q/m auf eine Verschiedenheit der Masse m schieben. Den Versuchen zufolge erscheinen die in den β-Strahlen bewegten Massen m also um so größer, je größer die Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ ist, mit der sie bewegt zu denken sind. Unter Masse versteht man in der Mechanik jene Größe, welche mit der Beschleunigung multipliziert die Kraft ergibt. Auf eine Verschiedenheit der Masse werden wir dadurch aufmerksam, daß die verschiedenen Körper derselben Kraft im allgemeinen einen verschiedenen (Trägheits-) Widerstand entgegensetzen, wenn die Kraft ihre Geschwindigkeit nach Größe und Richtung abzuändern sucht. Wir können daher das gefundene Resultat auch so ausdrücken: die bewegten negativ geladenen Teilchen setzen ablenkenden elektrischen und magnetischen Kräften eines äußeren Feldes einen um so größeren Widerstand entgegen, je größer die Geschwindigkeit ist, mit der sie sich bewegen. In § 105 S. 148 wurde gezeigt, daß man ein mit einer gewissen Geschwindigkeit bewegtes elektrisch geladenes Teilchen als ein stromdurchflossenes Leiterelement betrachten kann. Nun werden wir im III. Abschnitte in der Lehre von der Induktion zeigen, daß ein in einem Magnetfelde quer zu den Kraftlinien bewegtes Leiterelement in der Tat (vermöge eines in ihm induzierten Stromes) dieser Bewegung (nach dem sog. Lenz'schen Gesetze) einen gewissen Widerstand entgegensetzt, der dem Trägheitswiderstande der ponderablen Materie nicht unähnlich ist. Dieser Widerstand ist hier aber um so größer, je größer die Stromstärke ist, auf unseren Fall angewendet, je größer die Geschwindigkeit ist, mit der das Teilchen dahinfliegt. In diesem Punkte unterscheidet sich dieser „elektrodynamische" Trägheitswiderstand also sehr wesentlich von dem Trägheitswiderstande der ponderablen Materie, der Masse im gewöhnlichen Sinne, welche einer ihre Bewegung abändernden Kraft immer denselben Widerstand entgegensetzt, unabhängig von der Geschwindigkeit, welche das Teilchen gerade hat, einen Widerstand, der eben nur von der Masse und der pro Zeiteinheit herbeigeführten Geschwindigkeitsänderung, d. h. der Beschleunigung abhängig ist. Ein bewegtes elektrisches Teilchen würde also in einem Magnetfelde der ablenkenden Kraft auch dann einen Widerstand entgegensetzen, wenn es nicht von einer trägen Masse (im gewöhnlichen Sinne) durch das Magnetfeld getragen würde, d. h. wenn es nur eine „scheinbare Masse" hätte, und zwar wäre, wie bereits erwähnt, sein „scheinbarer Trägheitswiderstand den magnetischen Kräften gegenüber" um so größer, je größer seine

Geschwindigkeit ist. Ob sich bei einem mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ und mit der Ladung q begabten Teilchen die Masse m vollkommen auf die erwähnte Rückwirkung des wie ein Stromelement von der Länge l und der Stromstärke i (wobei nach § 105 S. 148 $il = q\mathfrak{g}$ sein muß) wirkenden Teilchens auf das Feld zurückführen läßt, die Masse m also durchaus nur als eine scheinbare in dem oben definierten Sinne zu betrachten ist, oder ob neben dieser scheinbaren Masse noch eine wirkliche träge Masse im Sinne der Mechanik das Teilchen begleitet, wie oben S. 150 zur Ableitung der Formel (32) S. 150 zunächst angenommen wurde, kann nur das Experiment entscheiden. M. Abraham hat eine Theorie ausgearbeitet, aus welcher unter plausiblen Annahmen die Beziehung folgt, die zwischen $\mathfrak{g}$ und q/m [unter q die Elementarladung vorausgesetzt] bestehen muß, wenn die in den β-Strahlenteilchen bewegten Massen m rein elektrodynamische, also nur scheinbare sind. Die bereits oben erwähnten Versuche von Kaufmann lieferten zusammengehörige Wertpaare von $\mathfrak{g}$ und q/m, welche mit der Abraham'schen Theorie gut zusammenstimmen. H. Starke fand die von der Theorie gegebene Beziehung auch bei Kathodenstrahlen in Entladungsröhren bestätigt, bei denen durch die Anwendung einerseits möglichst niedriger, andererseits sehr hoher Entladungsspannungen den negativ geladenen Teilchen möglichst verschiedene Geschwindigkeiten erteilt wurden.

Hiernach sind also die Kathodenstrahlenteilchen überhaupt nicht mit träger Materie verbunden. Für die Aufteilung der Atome in Unteratome, auf die man ursprünglich aus der Größe des Verhältnisses q/m schließen zu müssen glaubte, liefern die genannten Erscheinungen hiernach keine Stütze: Negative Ladungen können sich auch ohne materielle Träger mit großer, an die Lichtgeschwindigkeit heranreichender Geschwindigkeit durch den Raum bewegen und besitzen dabei eine scheinbare, elektrodynamische Masse, die um so größer ist, je größer ihre Geschwindigkeit ist.

Solche mit großer Geschwindigkeit von Stelle zu Stelle weiterrückende negative elektrische Ladungen von der Größe der Valenzladung nennt man: **„Elektronen“.**

Der Elektronenbegriff spielt in allen neueren Theorien eine ungeheuere Rolle. Schon H. von Helmholtz zog aus den Faraday'schen Gesetzen der Elektrolyse Folgerungen, welche den Elektronenbegriff vorbereiten. Faraday hatte durch mühevolle, über sieben Jahre sich hin erstreckende Versuche gezeigt, daß mit der Wanderung einer bestimmten Elektrizitätsmenge durch einen Elektrolyten hindurch stets die Wanderung einer ganz bestimmten Menge ponderabler Materie verbunden ist, gleichgültig welchen Ursprunges die die Wanderung bedingende elektrische Spannungsdifferenz ist, d. h. gleichgültig ob sie reibungselektrischer, hydro- oder thermoelektrischer Natur ist, oder endlich durch die von Faraday selbst erst entdeckten Induktionswirkungen einem Magnetfelde entnommen wird. Dabei scheint immer eine ganz bestimmte Elektrizitätsmenge an ein Atom oder eine Atomgruppe einer chemischen Verbindung (genauer gesagt an eine chemische Valenzstelle) geknüpft zu sein, so daß die nach Abgabe dieser Elektrizitätsmenge an den Elektroden erscheinenden, elektrisch neutral gewordenen, sich entweder direkt abscheidenden oder in chemische

Reaktionen eintretenden Bestandteile einander immer chemisch äquivalent sind. (In dieser Form kann man jedenfalls die beiden FARADAY'schen allgemeinsten Erfahrungssätze über die elektrolytischen Vorgänge zum Ausdruck bringen, wenn sie gewöhnlich in den Lehrbüchern auch etwas anders formuliert werden). HELMHOLTZ wies nun in seiner berühmten FARADAY-Rede darauf hin, daß man sich dieses höchst eigentümliche Verhalten am einfachsten durch die folgende Annahme erklären könne: Ebenso wie die Materie aus kleinsten nicht mehr teilbaren materiellen Bestandteilen, den Atomen, bestehe, so sei auch jede beliebige Elektrizitätsmenge aus einer ganz bestimmten Anzahl kleinster, elementarer Ladungen, die gewissermaßen Atome der Elektrizität darstellen, zusammengesetzt zu denken. Das Wesentliche ist aber dies, daß diese kleinsten Ladungen nicht beliebige, von Fall zu Fall verschiedene, sondern daß sie in der ganzen Natur von derselben Größe sind, ebenso wie jedes materielle Atom ein ganz bestimmtes Gewicht besitzt und dieses sein Atomgewicht bei allen Verbindungen, die es eingeht, unverändert beibehält. Diese kleinste Ladungsgröße, welche in der Natur vorkommt, ist eben die bereits mehrfach erwähnte Valenz- oder Elementarladung. Verbindet sich ein solches Elektrizitätsatom von einer der Elementarladung gleichen Ladungsmenge mit einem Atom der wägbaren Materie, so entsteht das, was man ein (einwertiges) Ion nennt. Dabei spielt die sog. Wertigkeit des Atoms eine große Rolle. Ein Wasserstoffatom kann nur ein Elektrizitätsatom an sich ketten, das zweiwertige Kupferatom deren zwei, das Eisenatom dort, wo es dreiwertig auftritt, deren drei usw. Halten wir diese Vorstellung fest, so erkennen wir, daß mit dem Transporte einer bestimmten Elektrizitätsmenge in der Tat immer eine bestimmte Menge wägbarer Materie, an die sie im Ion gekettet ist, mit wandern muß (I. Hauptsatz der Elektrolyse, so daß man die durch den Elektrolyten gegangene Elektrizitätsmenge pro Zeiteinheit und damit die Stromstärke geradezu nach der Menge dabei mitgewanderter und an einer Elektrode abgeschiedener Materie bemessen kann, was bei der elektrochemischen Stromstärkebestimmung mittels der „Voltameter" benutzt wird); ferner ist aber auch sofort klar, daß die von demselben Strome in verschiedenen Elektrolyten abgeschiedenen Mengen Materie einander chemisch äquivalent sein müssen (II. Hauptsatz der Elektrolyse), da eben jede Valenzstelle der verschiedensten Substanzen mit einer ganz bestimmten Elektrizitätsmenge behaftet ist.

Mit Hilfe der elektrolytischen Vorgänge läßt sich mit großer Genauigkeit feststellen, welche Elektrizitätsmenge an die Gewichtseinheit eines bestimmten elektrolytischen Spaltungsproduktes gebunden ist, z. B. an 1 gr Wasserstoff. Um aber die Elementarladung selbst zu berechnen, kann man gewisse Daten aus der Welt der Moleküle und Atome nicht entbehren, die nur angenähert bestimmbar sind, z. B. die Anzahl von Atomen, die in einem Gramme Wasserstoff enthalten ist (die sog. LOSCHMIDT'sche Zahl). Durch verschiedene Methoden ist man zu Zahlen gelangt, die in derselben Größenordnung liegen, und zurzeit dürfte ein von J. J. THOMSON neuerdings bestimmter Wert das größte Zutrauen verdienen; danach beträgt das Elementarquantum der Elektrizität $3{,}4.10^{-10}$ der S. 53 eingeführten und daselbst näher definierten elektrostatischen Einheiten.

Nun ist besonders bemerkenswert, daß die Ladungen der Kathodenstrahlenteilchen, oder die der β-Strahlen mit diesen kleinsten Ladungen, auf die die Elektrolyse bereits viel früher geführt hatte, übereinstimmen. Das Studium dieser Strahlungen hat also zu der Erkenntnis geführt, daß die Elementarladung, das Atom der Elektrizitätsmengen, auch ganz frei, d. h. losgelöst von der Materie existieren und sich durch den Raum bewegen kann. Wir können jetzt das Elektron genauer dahin definieren (vgl. oben S. 157): Unter Elektron hat man die sich mit großer Geschwindigkeit bewegende negative Elementarladung zu verstehen.

Die Elementarladung kann nun aber ebenso wie in den Elektrolyten auch in gewissen Strahlungen an Materie gebunden auftreten. So ist es eine Eigentümlichkeit der positiven Elementarladung, daß sie scheinbar immer, ganz

bestimmt jedenfalls in den Kanalstrahlen und den α-Strahlen an materielle Atome oder Komplexe solcher Atome gebunden auftritt. Es hat daher J. J. Thomson die Vorstellung entwickelt, daß es überhaupt nur eine Art von Elektrizität, nämlich die negativen Elektronen gibt. Stößt ein zunächst elektrisch neutrales materielles Atom ein solches Elektron (von ihm Corpuscel genannt) aus, so bleibt ein positiv erscheinender Restkörper, ein positives Ion übrig, welches, da es mit träger Materie behaftet ist, viel schwerer beweglich ist, als das negative Elektron. Daher die geringe Ablenkbarkeit der Kanal- und α-Strahlen. Angesichts des Umstandes, daß die Atome der bis jetzt genauer untersuchten radioaktiven Substanzen nicht nur die größten der bekannten Atome sind, sondern daß sie sich in der Tat nach den Untersuchungen namentlich von E. Rutherford als ziemlich instabil zu erweisen scheinen, hat diese Thomson'sche Hypothese viel für sich. Das Radium sendet in der Tat dauernd negative Ladungen aus und ladet sich, wenn es isoliert aufgestellt wird, von selbst immer stärker positiv; diese Ladung kann direkt durch angehängte Aluminiumblättchen angezeigt werden (Strutt) oder selbst zur Funkenbildung führen, welche das das Präparat einhüllende Glasgefäß durchschlägt (Dorn).

Wir werden durch die Thomson'sche Vorstellung zu der alten sog. „unitarischen" Hypothese Franklin's über das Wesen der Elektrizität zurückgeführt, nur mit dem großen Unterschiede, daß wir jetzt den atomistischen Aufbau der Elektrizitätslehre mit in das Lehrgebäude aufgenommen haben und über die quantitativen Verhältnisse der dem ganzen zugrunde liegenden kleinsten Bausteine genauere Kenntnisse besitzen.

Erwähnt sei nur noch, daß die Vorstellung von den Elektronen sich auch in ganz anderen Gebieten, als den hier berührten, bewährt hat, z. B. denen der Elektrooptik, der Lehre von der metallischen Leitung der Elektrizität und der Leitung in Gasen. Messungen in diesen Gebieten haben auf Werte der Elementarladung geführt, die jedenfalls immer in die Ordnung der oben angegebenen Größe fallen, so daß es keinem Zweifel mehr unterliegt, daß dieselbe in der Tat in der Natur eine fundamentale Rolle spielt.

Sechstes Kapitel.

Mehrachsige Magnetkraftfelder (Elektrodynamik).

Wir haben bisher nur das Feld eines einzelnen galvanischen Stromes betrachtet, sowie seine Vereinigung mit den Feldern eines oder mehrerer Magnete. Letztere gab zu der großen Gruppe von Erscheinungen Veranlassung, die man unter dem Namen „Elektromagnetismus“ zusammenfaßt. Wir wollen nun die Felder betrachten, welche dadurch entstehen, daß gleichzeitig zwei oder mehrere Ströme vorhanden sind. Jeder derselben bildet die Achse eines ihm eigentümlichen Magnetkraftliniensystems. Der Bau des Kraftfeldes wird darum von mehreren gleichzeitig sich geltend machenden Achsenrichtungen beherrscht; wir sprechen in diesem Sinne von „mehrachsigen Magnetfeldern“.

Das konzentrische Kraftliniensystem eines Stromes ist vollkommen äquivalent mit einem eigentlichen Magnetkraftliniensysteme. Darum müssen auch Ströme auf Magnete und diese auf Stromträger eine Wirkung ausüben. Für diese Wirkungen muß es aber auch gleichgültig sein, ob wir die Magnete ihrerseits wieder durch Stromkraftliniensysteme ersetzen. Es müssen daher auch Ströme auf Ströme wirken, da Magnete auf Magnete wirken. Dies ist ein Schluß, den schon Ampère 1820, also unmittelbar nach Bekanntwerden der Ørsted'schen Entdeckung der Wechselwirkung von Strom und Magneten zog. Ampère stellte den Wirkungen, welche Körper mit „ruhenden Elektrizitäten“ aufeinander ausüben, die der „strömenden Elektrizität“ gegenüber und nannte sie „elektrodynamische“, erstere „elektrostatische“ Wirkungen, wie man in der Mechanik die Bewegungserscheinungen in der Dynamik, die die Ruhe sichernden Gleichgewichtsbedingungen in der Statik behandelt. Daher hat das ganze Gebiet den Namen der „Elektrodynamik“ erhalten.

Bei Zugrundelegung des Kraftlinienbegriffes geht dieses Kapitel ganz naturgemäß aus den vorangehenden hervor; wir ersetzen einfach das seither neben einem axialen Systeme betrachtete magnetische Kraftliniensystem durch ein zweites, einen anderen Träger konaxial begleitendes System.

109. Feld zweier gleichgerichteter Parallelströme und ihre elektrodynamische Anziehung. — Wir gehen von dem Kraftlinienbilde aus und schließen aus ihm, welche Erscheinungen unter gewissen Bedingungen eintreten müssen. Gegeben seien zwei geradlinige, parallel nebeneinander in nicht zu großer Entfernung verlaufende Stromträger. Jeder sei Kraftachse, d. h. in bestimmtem, und zwar zunächst in gleichem Sinne an Polklemmen angeschlossen.

Man kann denselben Strom verwenden, indem man die entgegengesetzten Enden der beiden geraden Paralleldrähte mit einem metallischen Zwischenstücke

verbindet, welches in so weitem Bogen herumgeführt wird, daß es den betrachteten Teil des Feldes, namentlich den Zwischenraum zwischen den beiden Paralleltrögern, nicht beeinflußt.

Wir stellen die Träger vertikal und untersuchen das Bild in einer zu ihrer Längsrichtung senkrechten, horizontalen Ebene. Die Stromstärken in beiden Trägern seien gleich groß.

Zu den Versuchen verwenden wir etwa das in § 79 beschriebene Gestell Fig. 47, indem wir neben dem ersten Drahte L_1 einen zweiten L_2 in die Nachbarrinnen einhängen, nachdem wir ihn durch eine entsprechende benachbarte Durchbohrung in dem Brette C und dem Karton P hindurchgesteckt haben. Tauchen wir den Draht H_1, der von der + Klemme K_1 kommt, in die linke obere Rinne ein, so fließt der Strom in dem linken Leiter L_1 hinunter. In die linke Rinne des unteren Klotzes E_2 führen wir das Ende R des Hilfsdrahtes; sein oberes Ende tauchen wir in die rechte Rinne des oberen Klotzes E_1. Dann fließt von hier der Strom in dem Nachbarleiter L_2 ebenfalls hinunter; in die rechte Rinne von E_2 tauchen wir H_2, welcher den Strom der $-$Klemme K_2 zuführt. Beim Umlegen eines vorgeschalteten Kommutators steigt derselbe Strom in beiden Drähten in die Höhe.

Dadurch, daß man die Drähte durch andere Bohrungen in dem Brette C hindurchführt, kann man die Kraftlinienbilder bei verschiedenen gegenseitigen Abständen der Träger und derselben Stromstärke hervorrufen.

Sind die beiden Stromträger weit voneinander entfernt, so beeinflussen sich ihre Felder fast gar nicht, Fig. 81; um jeden der

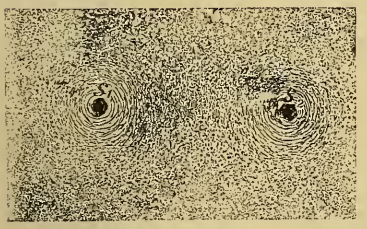


Fig. 81.

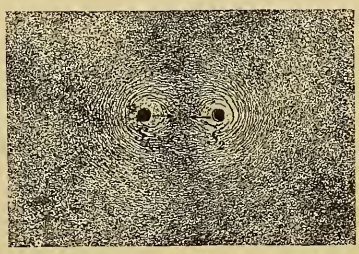


Fig. 82.

Querschnitte S_1 bzw. S_2 bilden sich kreisförmige Stromkraftlinien aus, gerade so, als ob der zweite Strom gar nicht vorhanden wäre. Rückt man jedoch die beiden Träger näher aneinander, so daß die beiden axialen Felder in die gegenseitige Wirkungssphäre kommen, so wird der Verlauf der Linien ein anderer, Fig. 82, vgl. auch die beiden weiter unten zu beschreibenden Kraftliniendiagramme Fig. 84 und 85.

Jeder der beiden Stromträger S_1 und S_2 hat für sich ein konzentrisches Ringsystem ausgebildet, welches in unmittelbarster Nähe des Leiters auch ungestört zur Geltung kommt, abgesehen von den leeren Stellen ganz im Inneren, in denen der Verkürzungszug längs der Kraftlinien so stark ist, daß die in ihnen liegenden Eisenteilchen nach der Leiteroberfläche hingleiten. Sind die Ströme beide aufsteigend, so gehen die Kraftlinien beider Systeme nach § 81 S. 110 im Gegenzeigersinne um S_1 bzw. S_2 herum. Zwischen den Trägern

treffen ihre Kraftlinienringe im entgegengesetzten Sinne, in den entfernteren Raumpunkten mehr und mehr gleichgerichtet aufeinander. Nach § 50 S. 58 heben sich daher zwischen S_1 und S_2 die Wirkungen beider Systeme mehr oder weniger vollkommen auf, in den äußeren Feldteilen verstärken sie sich dagegen.

Es entstehen lemniskatenartig sich um beide Stromträger schlingende Kurven. Die inneren der resultierenden Linien sind von oben und unten her ziemlich stark eingedrückt. Weiter nach außen verlieren sie ihre Einbiegungen immer mehr und bilden schließlich nur noch verlängerte Ovale oder ellipsenähnliche Formen. In großer Entfernung sind beide Felder derart miteinander verschmolzen, daß man sie für das Feld eines einzigen Stromes halten könnte.

Die Zugwirkungen der beide Träger umspannenden Kraftlinien müssen die Stromträger gegeneinander zu bewegen suchen. Dieselben scheinen sich anzuziehen.

Die entsprechenden „ponderomotorischen" Wirkungen sind in Fig. 82 durch zwei gegeneinander gekehrte Pfeile angedeutet.

110. Feld zweier entgegengesetzt gerichteter Parallelströme und ihre elektrodynamische Abstoßung. — Macht man die beiden geradlinigen, in kurzer Entfernung nebeneinander parallel verlaufenden Träger zu Achsen von zwei entgegengesetzt gerichteten gleich starken Stromfeldern, so wird keine Kraftlinienverkettung eintreten.

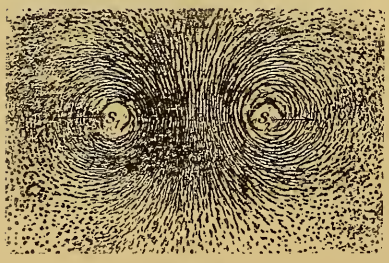


Fig. 83.

Das Kraftlinienbild erhält man an dem Apparate Fig. 47, indem man die Enden $R\,R$ des Hilfsdrahtes aus den Quecksilberrinnen heraushebt und mittels des in die Rinnen des unteren Klotzes E_2 eingesetzten Bügels b den Strom in dem einen Drahte auf-, in dem anderen absteigen läßt.

Fig. 83 stellt das Kraftlinienbild dar, vgl. auch die Figur 85; S_1 und S_2 sind die Querschnitte der beiden Stromträger. Geht in S_1 ein Strom von oben durch die Bildebene hindurch nach unten, so verlaufen seine Kraftlinien uhrzeigermäßig. Alsdann fließt der andere Strom durch S_2 von unten durch die Zeichnungsebene nach oben, seine Kraftlinien laufen für den Beschauer in einem der Uhrzeigerbewegung entgegengesetzten Sinne. So kommen in der Mitte zwischen S_1 und S_2 Kraftlinien nebeneinander, welche die gleiche Richtung haben. Sie vereinigen sich, ihre Zug- und Druckwirkungen addieren sich. Wir erhalten dicht gedrängte Kraftröhren, welche einen kräftigen Druck aufeinander ausüben, der so stark ist, daß die Ringe beider Ströme deutlich aus ihrer konzentrischen Stellung nach außen hin verschoben werden. Dieser Querdruck treibt die beiden Stromträger voneinander weg, wie die beiden nach links und

rechts gehenden, in das Kraftlinienbild eingezeichneten Pfeile andeuten. Sind die Stromträger beweglich, so kommt diese Feldspannung als ponderomotorische Wirkung zum Ausdruck: „Die Stromträger scheinen sich abzustoßen.

Die aus dem Kraftlinienverlaufe sich ergebenden ponderomotorischen Wirkungen können am sog. Ampèreschen Stative nachgewiesen werden: Drahtrechtecke werden mit Spitzen in kleine Quecksilbernäpfchen gestellt. Leitet man diesen den Strom zu, und nähert man einen zweiten, etwa in einer biegsamen Leitungsschnur fließenden, möglichst gleich starken Strom, so findet Anziehung bei gleicher Stromrichtung, bei Umkehr des einen oder anderen Stromes Abstoßung statt.

Um sich von den bei diesen Versuchen leicht störenden Einwirkungen des Erdmagnetismus frei zu machen, verwendet man zweckmäßig ein Doppelrechteck, d. h. einen Leitungsdraht, welcher in Form von zwei nebeneinander liegenden Rechtecken gebogen ist, die beide in entgegengesetztem Sinne vom Strome umflossen werden; das eine entsendet dann ein Kraftlinienbündel, welches dem gleich starken des Nachbarrechteckes gerade entgegengesetzt gerichtet ist. Die erdmagnetische Wirkung auf das eine wird durch die auf das andere aufgehoben; das Rechteck ist „astatisch". Einer der beiden Vertikaldrähte, an dem man die Stromrichtung durch einen Pfeil bezeichnet hat, dient dann zur Anstellung des beschriebenen elektrodynamischen Versuches.

Ein langes von der Decke herabhängendes, vom Strome durchflossenes Goldband fliegt einer genäherten vertikal gehaltenen stromdurchflossenen Leitungsschnur entgegen oder weicht vor ihr zurück, je nach der Stromrichtung. In dieser Form ist der Versuch übersichtlicher als bei Benutzung des Ampèreschen Stativs, bei dem meist die Drahtverbindungen schwer zu verfolgen oder gar unter dem Grundbrette angebracht sind; auch ist man bei Verwendung von Quecksilbernäpfchen und Spitzenbewegungen in diesen leicht Störungen ausgesetzt.

111. Verhalten gekreuzter Ströme. — Verlaufen die Stromträger nicht einander parallel, sondern bilden ihre Richtungen irgend einen Winkel miteinander, so ergibt sich die Wirkung am einfachsten, wenn wir den Kraftlinienverlauf in jedem von den vier Winkelräumen betrachten, in die wir uns das Feld zerlegt denken können. Die geradlinigen Träger gehen im allgemeinen windschief aneinander vorüber. Die Linie ihres kleinsten Abstandes steht senkrecht zu beiden. Durch sie und durch je einen der Träger legen wir je eine Ebene; dann ist das Feld in vier Teile geteilt. Durch die Stromrichtungen ist in jedem die Richtung der Kraftlinien bestimmt. Fassen wir weiter außerhalb in den Winkelräumen gelegene Raumelemente ins Auge, in denen die Kraftlinienvereinigung beider Systeme leichter zu übersehen ist, so finden wir, daß diese in den beiden Räumen, in denen die Ströme zu dem Kreuzungspunkte hin oder von ihnen fort gerichtet sind, ganz ähnlich wie die entfernteren Punkte zweiachsiger Felder paralleler gleich gerichteter Ströme von den Linien beider Systeme durchzogen werden; diese Teile werden also gegeneinander gedrängt. Umgekehrt durchsetzen die Kraftlinien beider Träger die einzelnen Punkte der beiden anderen Winkelräume ebenso, wie bei entgegengesetzten Parallelströmen und drängen daher die begrenzenden Trägerteile voneinander weg. Der Kraftliniendruck sucht diese Winkelräume also zu erweitern und unterstützt dadurch die Wirkung in den beiden anderen Teilen des Feldes,

welche auf Verkleinerung hinstrebt. Der Gesamteffekt ist also der, daß die gekreuzten Träger in die Parallelstellung gedrängt werden.

Entsprechende Versuche, etwa am AMPÈRE'schen Stative, bestätigen diese Folgerung. So erhalten wir auch diese Erscheinung als eine Folgeerscheinung des Kraftlinienverlaufes durch Nahewirkungen § 30 S. 31 erklärt ohne Hinzunahme von fernewirkenden Anziehungen und Abstoßungen der einzelnen Stromträgerteile selbst.

112. Senkrecht gegeneinander gerichtete Ströme; kontinuierliche Rotation eines Stromträgers unter der Wirkung eines anderen. — Denken wir uns einen geradlinigen Leiter, etwa eine Quecksilberrinne, in die von oben her senkrecht ein anderer, ebenfalls geradliniger Stromteil einmündet, etwa ein in die Rinne tauchender, von Stromkraftlinien umschlossener Kupferdraht. Betrachten wir den Kraftlinienverlauf in der durch beide Trägerteile gelegten Ebene: Die Kraftlinienringe stehen senkrecht zu dieser Ebene und senkrecht zueinander. In dem einen Winkelraume treten sie in derselben Richtung durch die betrachtete Ebene hindurch; hier verstärken sie sich gegenseitig, und zwar geschieht dies in dem Raume, an dessen Grenze der eine Strom zum Kreuzungspunkte hin-, der andere von ihm fortgerichtet ist; wir haben also verstärkten Kraftliniendruck. Im Nachbarraume, an dem die Ströme beide vom Kreuzungspunkte ab- oder beide ihm zufließen, laufen die Kraftlinien im entgegengesetzten Sinne durch die betrachtete Ebene. Hier schwächen sie sich gegenseitig, das Feld weist eine Verminderung des Querdruckes auf. Das vertikale Leiterstück muß also einen Überdruck in seiner Querrichtung von der erstgenannten Seite her erfahren. Ist es beweglich, wie der Draht in der Quecksilberrinne, so wird es parallel mit sich selbst längs des anderen Leiters hingeschoben werden müssen, und zwar nach der Seite hin, wo die Ströme beide in bezug auf den gemeinsamen Kreuzungspunkt denselben Richtungssinn aufweisen.

Diesen Querdruck kann man leicht dazu verwenden, lediglich unter der Wirkung der elektrodynamischen Wechselwirkung eine kontinuierliche Rotation eines Stromträgers in dem Bereiche eines anderen herbeizuführen, wie unter der Wirkung feststehender Magnetfelder: Ein auf einer Spitze drehbarer Kupferbügel taucht mit seinen beiden vertikalen Schenkeln in eine kreisförmige Quecksilberrinne, durch die ihm in allen Stellungen Strom zugeführt wird, der in beiden Schenkeln auf- oder absteigt. Die Ableitung des Stromes erfolgt durch die Spitze.

Die Anordnung kann also eine ganz ähnliche sein wie sie Fig. 75 S. 145 darstellt, nur daß der Magnet *n* ganz weggelassen ist.

Um die vertikalen Schenkel ist in einer Horizontalebene ein anderer Stromkreis (am besten in mehreren Windungen) herumgelegt. Bei der Wirkung beider Felder aufeinander erfolgt eine kontinuierliche Rotation des Bügels in dem einen oder anderen Sinne, je nach der Stromrichtung.

Die Wirkung in der von uns betrachteten vertikalen Tangentialebene überwiegt die Wirkungen der weiter weg gelegenen, gekrümmten Teile der Leiterbahnen.

113. Die Intensität der elektrodynamischen Wechselwirkung. — In jedem Punkte eines mehrachsigen Magnetfeldes wird die Gesamtwirkung durch die Wirkung jedes einzelnen Stromträgers bestimmt. Die Feldstärke eines Stromsystems ist aber an jedem seiner Punkte proportional der Stromstärke § 90. In dem aus der Superposition zweier solcher Felder hervorgehenden Magnetfelde muß die Wirkung daher sowohl der Stromstärke i_1 des einen wie der des anderen Stromes i_2, d. h. dem Produkte der beiden Stromstärken $i_1 i_2$ proportional sein. Da von der Kraftlinienverteilung, insbesondere auch ihrer Zahl, die ponderomotorischen Wirkungen abhängen, welche die Stromträger in dem gemeinsamen Felde erfahren, so muß auch diese von dem Produkte der Stromintensitäten $i_1 i_2$, oder bei gleichen Stromstärken von dem Quadrate i^2 derselben bestimmt sein. Während also alle elektromagnetischen Wirkungen der Stromstärke i proportional sind, sind die elektrodynamischen Wirkungen dem Stromstärkequadrate i^2 proportional.

Dies kommt bei den später zu besprechenden Elektrodynamometern in Betracht.

114. Kombination von Diagrammen zweier konzentrischer Kraftlinienfelder. — Man kann die in § 95 besprochenen Dia-

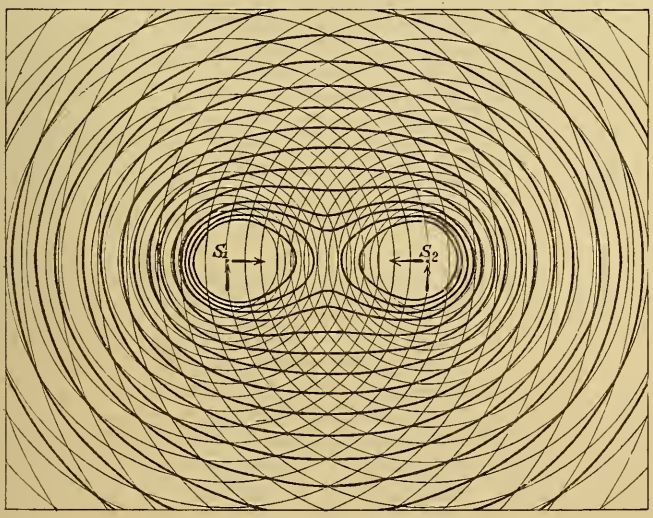


Fig. 84.

gramme einachsiger Magnetfelder mit gleichartigen Diagrammen kombinieren, wie wir früher die Diagramme mehrerer magnetischer Felder zu neuen Bildern vereinigten. Man erhält so die Bilder mehrachsiger oder elektrodynamischer Felder.

Die Betrachtungen, welche dazu führen, sind ganz analog denen, die früher aus unipolaren Feldern die bipolaren ableiten ließen. Sie führen auf die folgende Regel: Man zeichnet in einer zur Kraftachse senkrechten Ebene um den Durchstoßpunkt eines jeden Stromes das Kraftlinienbild gemäß § 95 S. 131; dann hat man in den entstehenden rautenförmigen Figuren bei gleich gerichteten Strömen, bei denen also auch die Kraftlinien in demselben Sinne um die Achsen gehen, die Diagonalen wie in Fig. 84 zu zeichnen, bei entgegengesetzt verlaufenden Strömen, also auch bei umgekehrtem Richtungssinne der Kraftlinien, die Diagonalen wie in Fig. 85.

Im ersteren Falle erhält man die gesonderten Kraftlinienringe in der unmittelbaren Umgebung der Achsen S_1 und S_2, welche durch

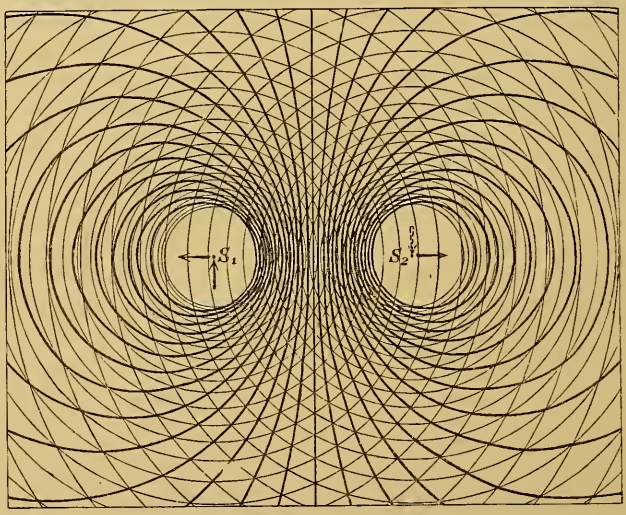


Fig. 85.

Lemniskaten zu allmählich immer mehr kreisähnlichen Figuren übergehen, entsprechend dem Feilichtbilde Fig. 82; im zweiten die gesonderten Kraftlinienringe Fig. 85, welche sich nie vereinigen, sondern sich gegenseitig voneinander wegdrängen, also Figuren, wie sie das Eisenfeilichtbild Fig. 83 zeigte.

Daß diese Diagonalenregel richtig ist, erkennt man, wenn man sich an die Eigenschaft der einachsigen Felddiagramme erinnert, daß die Feldstärke in jedem Punkte umgekehrt proportional dem Abstande der benachbarten Kraftlinien ist (vgl. § 95). Sind in Fig. 86 r_1' und r_1'' zwei im Abstande a_1 aufeinander folgende Kraftlinien des einen Systems S_1, r_2' und r_2'' zwei im Abstande a_2 aufeinander folgende Kraftlinien des anderen Systems S_2, und haben wir es mit gleich gerichteten Strömen zu tun (die etwa von oben her durch die Zeichnungsebene hindurchtreten), so sind auch die Kraftlinien gleich gerichtet (im genannten Falle im Uhrzeigersinne). Wir können (bei hinreichend engem Kraftliniennetze) die Kraftlinienpaare innerhalb ihrer Durchkreuzungsfigur annähernd als geradlinig und diese Figur selbst als Parallelogramm betrachten. Die im Feldpunkte P angreifenden Kräfte, welche von dem einen und dem

anderen Felde herrühren, seien durch die Strecken $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ dargestellt; sie tangieren im Punkte P die Kreise r_1' und r_2''. Ist das Parallelogramm klein, so fallen die Seiten s_2 und s_1 sehr nahe mit den Anfängen der Strecken $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ zusammen.

Nach § 95 verhalten sich diese Strecken umgekehrt wie die Abstände der zugehörigen Kraftlinienpaare, es ist also

$$\mathfrak{H}_1 : \mathfrak{H}_2 = \frac{1}{a_1} : \frac{1}{a_2} = a_2 : a_1 .$$

Wegen der Ähnlichkeit der entsprechenden Dreiecke verhalten sich aber weiter diese Abstände wie die Parallelogrammseiten $a_2 : a_1 = s_2 : s_1$, folglich geht die Resultierende der Kräfte durch den dem Punkte P gegenüberliegenden Eckpunkt des Parallelogrammes hindurch, so daß damit die Richtigkeit der genannten Zeichenregel bewiesen ist.

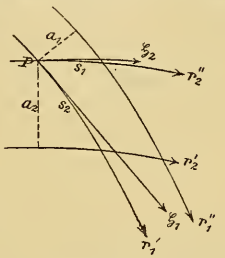


Fig. 86.

Daß auch hier der Abstand aufeinander folgender resultierender Kraftlinienpaare der Feldstärke des kombinierten Feldes umgekehrt proportional ist, ergibt sich durch ganz ähnliche Schlüsse wie in § 95 für die kombinierten Magnetfelder.

Das Zeichnen der Kraftlinien können wir bei den beiden aus der Kombination zweier einachsiger Felder hervorgehenden Feldern auch nach der folgenden Regel ausführen: Denken wir uns die Kreise der beiden zugrunde gelegten einfachen Felder derart numeriert, daß den innersten Kreisen mit den Radien $r_0 = 1$ der Index $p = 0$, den folgenden der Index $p = 1$ usw. zukommt, so ist eine beliebige Kraftlinie, etwa die mit dem Index m des einen Systems mit einer anderen, etwa der mit dem Index n des anderen Systems zu kombinieren. Es ist nach § 95 $r_m = e^{m/2\,i}$, $r_n = e^{n/2\,i}$. Sind die beiden Felder gleichsinnig, so gehen wir von dem Punkte P, Fig. 86, auf dem m^{ten} Kreise des einen Systems, zu dem nächst äußeren, dem $m + 1^{\text{ten}}$ Kreise desselben Systems, von dem n^{ten} Kreise des anderen aber zu dem nächst inneren, dem $n - 1^{\text{ten}}$ Kreise usf. über. Wir verbinden also den einen Eckpunkt P mit demjenigen, bei dem die Summe der Indices wieder den gleichen Wert $m + n$ hat. Jede der resultierenden Kraftlinien zweier gleichsinniger einachsiger Felder ist also durch einen bestimmten Wert der Indicessumme $m + n$ ausgezeichnet. Die Linien des resultierenden Feldes zweier entgegengesetzt gerichteter Achsen werden erhalten, wenn wir von irgendeinem Punkte (r_m, r_n) auf beiden Ringsystemen zu Linien mit höheren oder niederen Indices übergehen, so daß für alle Punkte derselben Linie immer die Differenz $m - n$ denselben Wert beibehält. Die einzelnen Individuen dieser Linienschar sind also durch die verschiedenen Werte der Zahl $m - n$ ausgezeichnet.

115. Eigenschaften der zweiachsigen Diagramme. — Aus der Konstruktion geht hervor, daß jedes der Diagramme Figuren 84 und 85 die Eigenschaft hat, daß zwischen je zwei Linien der Induktionsfluß 1 oder bei einem Medium von der Permeabilität $\mu = 1$ auch der Kraftfluß 1 hindurchgeht. Wir haben uns über der Zeichenebene dabei eine zweite Ebene im Abstande von 1 cm parallel gelegt zu denken, welche die Kraftflußkanäle nach oben zu begrenzt. Wie bei den früher betrachteten kombinierten Magnetfeldern können wir auch hier aus dem Abstande je zweier Linien die Feldstärke an der betreffenden Stelle des Feldes unmittelbar entnehmen. Tragen wir dem Maßstabe Rechnung, in dem bei gegebener Stromstärke in

Dekaampère die Längeneinheit im Diagramme erscheint, so ist die Feldstärke gleich dem Reciproken der Centimeterzahl des gemessenen Abstandes.

a) Diagramm gleich gerichteter Parallelströme. Fig. 84. Die vertikalen, sich verdickenden Pfeile bei den Trägern S_1, S_2 sollen die Gleichsinnigkeit der Grundfelder andeuten. Bei diesem Bilde tritt die Eigentümlichkeit des Kraftlinienverlaufes noch viel deutlicher hervor, als bei dem direkten Feilichtbilde Fig. 82, welches namentlich in seinen zentralen Partien nie recht klar zu erhalten ist. Man erkennt, wie die inneren Kraftlinien sich zu Ovalen verlängert haben, die sich mit ihren Spitzen immer mehr einander nähern. Die Einbiegung der ineinander verschmolzenen Linien sowie die immer mehr der Kreisgestalt sich wieder nähernden der ferneren Linien bilden die charakteristischen Züge des Bildes.

Für jede Linie ist nach den Ausführungen des vorigen Paragraphen:

$r_m \times r_n = e^{\frac{m+n}{2i}} = \text{Konst.}$ [x] Linien dieser Gleichung nennt man „Lemniskaten". Wie die Konstruktion und die eben erhaltene Gleichung zeigt, sind die einzelnen Punkte jeder Linie dadurch ausgezeichnet, daß das Produkt ihrer Abstände von zwei festen Punkten S_1 und S_2 immer denselben Wert hat.

b) Diagramm entgegengesetzt gerichteter Parallelströme. Fig. 85. Die resultierenden Linien werden wiederum Kreise, die Mittelpunkte derselben schieben sich aber auf der Linie $S_1 S_2$ immer weiter hinaus. Die die Figur in zwei symmetrische Hälften teilende geradlinige mittlere Kraftlinie kann als eine Linie gelten, welche einem Kreise mit unendlich großem Radius angehört. Jede andere Linie trifft die Linie $S_1 S_2$ in einem dem Träger näheren Punkte im Zwischenfelde und in einem demselben Träger ferneren Punkte des Außenfeldes.

In der Mitte zwischen beiden Drähten verlaufen die Kraftlinien viel enger aneinander gedrängt; in der Fig. 85 ist z. B. die Feldstärke im Verhältnis von 1/0,26 cm (Abstand zweier Kraftlinien im einfachen Felde) zu 1/0,13 cm (Abstand im kombinierten Felde), d. h. im Verhältnis 1 : 2 vergrößert.

Für diese Linien ist immer

$$\frac{r_m}{r_n} = e^{\frac{m-n}{2i}} = \text{Konst.}$$ [x]

Linien solcher Gleichungen bilden in ihrer Gesamtheit ein sog. „Kreisbüschel" vgl. auch S. 81. Die Verbindungslinie der Achsenpunkte $S_1 S_2$ wird von jedem Kreise „harmonisch" geteilt.

Zu empfehlen ist die Konstruktion der Kraftlinien für ungleich starke Ströme, welche genau in derselben Weise, wie es hier für gleich starke geschehen ist, durchgeführt werden kann.

Von praktischer Bedeutung z. B. bei sog. Dreileiter-Anordnungen ist auch der Fall des Feldes dreier Stromträger, welche der Einfachheit halber in den drei Eckpunkten eines gleichseitigen Dreieckes, die Zeichenebene senkrecht treffend,

[x] in Bipolarkoordinaten.

angenommen werden. Sind alle drei Leitungen gleich stark belastet, so erhält man sehr einfache und klare Kraftlinienverläufe. Komplizierter wird der Fall, wenn die drei Ströme ungleich stark oder in ihrer Intensität wechselnd gedacht werden; letzteres findet z. B. bei den verketteten Dreiphasenströmen (sog. Drehströmen, vgl. darüber später im III. Abschnitte) statt. Entwirft man die Diagramme für aufeinander folgende Phasen der Intensitätsverteilung in den drei Kraftachsen, so erhält man zwischen ihnen ein höchst eigentümliches Pulsieren der magnetischen Kräfte durch diese Querschnittsbilder veranschaulicht. Legt man die etwa auf einem Papierstreifen nebeneinander in hinreichender Zahl gezeichneten Einzelbilder in ein Stroboskop ein, so kann man beim Drehen desselben das Hervorquellen der Kraftlinien, das Einsaugen derselben, ihr Drängen und Schieben wundervoll verfolgen.

Siebentes Kapitel.

Magnetkraftfelder von Achsenschleifen (Kreisströmen); die molekulare Theorie des Magnetismus.

Fremdartig und von den Kraftlinienfeldern der im I. Abschnitte behandelten Dauermagnete ganz verschieden erscheint das hier betrachtete konzentrische Ringsystem magnetischer Linien, welches den Träger eines galvanischen Stromes begleitet. Ein außerordentlich großer Vorteil dieses Kraftliniensystems besteht aber darin, daß wir aus ihm neue Kraftfelderformen ableiten können einfach dadurch, daß wir die Kraftachse in die verschiedensten Formen biegen. Wir wollen in diesem Kapitel zunächst nur den einfachsten Fall betrachten, der dadurch entsteht, daß wir ein Stück einer stromdurchflossenen Leiterbahn zu einer Schleife zusammenlegen; wir werden sehen, daß das dabei entstehende Kraftfeld große Ähnlichkeit mit dem Felde einer flachen, auf der einen Seite nordpolaren, auf der anderen südpolaren magnetischen Platte oder sog. magnetischen Lamelle hat; die Polarität derselben ist in bestimmter Weise an die Stromrichtung geknüpft. Wirkt ein im Kreise herumfließender Strom wie ein Magnet, so kann man die zur Erklärung der magnetischen Polarisation früher S. 41 herangezogenen Molekularmagnete durch Kreisströme von molekularen Dimensionen ersetzen. Wir gelangen auf diese Weise dazu die magnetischen Erscheinungen auf Drehbewegungen kleinster elektrisch geladener Teilchen zurückzuführen. Zum Schlusse soll aber auf den durchgreifenden Unterschied hingewiesen werden, der trotz der großen äußeren Ähnlichkeit zwischen den Feldern von Kreisströmen und magnetischen Lamellen besteht.

116. Umgestaltungen des konzentrischen Kraftliniensystems durch Deformation der Achse. — Biegt man eine Kraftachse vgl. § 80 S. 108 zu einer ebenen kreisförmigen Schleife derart zusammen, daß zwei vorher weit voneinander entfernte Teile derselben sehr nahe aneinander in entgegengesetzter Richtung, ohne sich zu berühren, vorübergeführt werden, so werden die an die einzelnen Achsenteile gebundenen Kraftlinien zu einem Bündel zusammengeschnürt, welches durch die fast geschlossene Schleife hindurchgeht. Diese Linien bleiben bei den Achsenbiegungen noch immer in sich zurücklaufende Ringe. In der Nähe des Trägers wahren sie angenähert ihre Kreisform. Dadurch aber, daß wir Ringe, welche weit

voneinander entfernt waren, zusammenschnüren, werden sie so deformiert, daß sie im Inneren der Schleife dichter an den Träger heran zusammengedrängt werden und an der Außenseite desselben weiter auseinander gehen.

Um den Vorgang möglichst anschaulich zu machen, schiebt man über ein Stück Kupferdraht *S S* Fig. 87 eine Reihe von geschlossenen Gummiringen von gleicher Größe, auf denen die der Stromrichtung entsprechende Kraftlinienrichtung bezeichnet ist. Biegt man den Draht zu einer Schleife zusammen, so werden die Ringe im Inneren zusammengedrängt und divergieren nach außen gleichmäßig. (Die kleinen quergerichteten Pfeile auf den Gummiringen finden später ihre Erläuterung). Um durch Eisenfeilicht den Kraftlinienverlauf im Inneren und Äußeren einer Achsenschleife zu veranschaulichen, biegt man einen dicken Kupferdraht halbkreisförmig um, steckt beide Schenkel durch entsprechende Öffnungen eines horizontal liegenden Kartonblattes und führt die Drahtenden so weit wieder zusammen, daß ein Vollkreis entsteht,

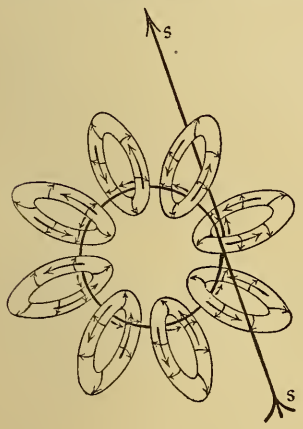


Fig. 87.

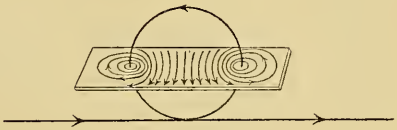


Fig. 88.

Fig. 89.

wobei man die aneinander vorübergehenden Drahtteile durch Umwinden mit Isolierband voneinander isoliert (Fig. 88). Bei einer durch die Pfeile angedeuteten Stromrichtung verlaufen die Kraftlinien so, wie es in der schematischen Fig. 88 angedeutet ist; Fig. 89 gibt das Feilichtbild selbst wieder. In der Mitte der Verbindungslinie *S S* kann das Feld als homogen (§ 50 S. 59) betrachtet werden.

117. Einwirkung verschiedener Teile desselben Stromträgers aufeinander. — Vergegenwärtigen wir uns die Querdrucke, welche nach § 30 S. 30 in einem von magnetischen Wirkungen erfüllten Medium in allen Richtungen senkrecht zur Kraftlinienrichtung ausgeübt werden, so ist klar, daß wenn wir, wie es soeben geschildert wurde, Kraftlinien beim Biegen der Kraftachse eines Stromkraftfeldes zusammenbringen, infolge dieser Querdrucke auf die einzelnen Teile der Achse Kräfte ausgeübt werden müssen, welche diese nach außen zu treiben suchen. Da ein elektrischer Strom immer in sich zurückläuft, d. h. stets geschlossen ist, so werden die von ihm umschlossenen Kraftlinien immer derartige Wirkungen auf die Leiterbahn ausüben.

Ist der Stromträger biegsam, oder sind einzelne seiner Teile beweglich, so werden diese Wirkungen auch in die Erscheinung treten können.

Wird z. B. ein schmales dünnes Goldband mit seinen Enden an Stromzuführungsdrähte angeschlossen, und hält man diese dicht aneinander, so sucht sich die frei herabhängende Bandschleife jedesmal, wenn man den Strom schließt, zu erweitern, die Seiten bauchen sich aus; sie strebt der Kreisform zu, welche bekanntlich dadurch ausgezeichnet ist, daß sie bei gegebenem Umfange die größtmögliche Fläche umschließt; sie wird an diesem Bestreben nur durch die Schwere und die Steifigkeit ihres Materiales behindert. Das durch einen Stromkreis hindurchgehende Kraftlinienbündel übt also auf den umschließenden Träger einen Druck aus wie ein Gas auf die Wände des einschließenden Gefäßes.

Aus diesen Querdruckwirkungen erklären sich eine Reihe von Erscheinungen, bei denen ein Teil einer Strombahn, ein sog. Gleitstück, im Sinne der Vergrößerung der umschlossenen Fläche bewegt wird. Am einfachsten läßt sich der Versuch mit dem sog. schwimmenden Bügel nach DE LA RIVE anstellen: In ein Brett sind zwei Rinnen nebeneinander mit schmaler Zwischenwand eingetieft, welche mit Quecksilber gefüllt werden. Die Rinnen müssen so breit sein, daß der Quecksilberspiegel in der Mitte frei von kapillarer Krümmung ist. Ihnen wird der Strom zugeführt. Die leitende Verbindung zwischen beiden wird durch einen Kupferdrahtbügel hergestellt, der mit zwei langen horizontalen parallelen Fortsätzen auf dem Quecksilber schwimmt. Der ganze Bügel ist mit isolierendem Siegellack umkleidet, nur an den Enden der Fortsätze, welche nach unten umgebogen sind, liegt das Kupfer frei am Quecksilber. Hier findet also der Stromzufluß statt.

Schließt man den Strom, so schwimmt der Bügel infolge des Kraftlinienquerdruckes voran, gleichgültig, welche Stromrichtung man einführt.

118. Magnetfeld der Achsenschleife. — Eine schleifenartige Biegung der Achse eines konzentrischen Magnetkraftliniensystems sendet auf der einen Seite Kraftlinien aus, auf der anderen nimmt sie solche wieder auf. Die eine Seite verhält sich also wie die nordmagnetische Fläche eines flach gedrückten Magneten, die andere wie die südmagnetische Polarregion.

Die Figuren 87 und 88 lassen sofort erkennen, daß die Polarität der beiden Seiten einer Stromschleife durch die Richtung des Stromes, welcher in der Schleife kreist, eindeutig bestimmt ist. Denn die Seite, auf der die Kraftlinien aus der Schleife heraustreten, wird sich wie die nordpolare Quellregion eines Magneten verhalten, diejenige Seite aber, auf der die Kraftlinien in die Schleife wieder eintreten, wie die südpolare Sinkregion. Wir wollen einen Strom, der eine Schleife für ein auf die Ebene der Schleife blickendes Auge im Uhrzeigersinne umkreist als „Zeigerstrom“ bezeichnen; einen Strom, der eine der Uhrzeigerbewegung entgegengesetzte Richtung hat, als einen „Gegenzeigerstrom“.

Häufig begegnet man auch den Bezeichnungen: „direkter“ und „inverser“ Strom, die ebenfalls im folgenden gelegentlich gebraucht werden sollen.

Dann lassen die Figuren 87 und 88 oder die Anwendung der Daumenregel § 83 S. 112 unmittelbar die folgende einfache Regel für die Polarität einer Stromschleife erkennen:

Zeigerstrom ≡ Südpolarität
Gegenzeigerstrom ≡ Nordpolarität.

In der Tat, legt man die rechte Hand an eine stromdurchflossene Schleife, so daß der Strom an der Handwurzel eintritt, am Ende des Mittelfingers austritt, so weist nach § 83 S. 112 der Daumen in die Richtung, in der ein + Pol bewegt werden würde, in welcher also die magnetischen Kraftlinien verlaufen. Drehen wir die Hohlhand dem Inneren der Schleife zu, so weist der Daumen gegen uns, die Kraftlinien kommen auf uns zu, wir blicken auf die Nordfläche, wenn wir die rechte Hand so vor uns halten, daß sie (Handwurzel → Fingerende) gegenzeigermäßig gerichtet ist Fig. 88. Da nach § 81 S. 109 mit Umkehrung der Stromrichtung sich das gesamte Kraftliniensystem umkehrt, muß auch die umgekehrte Handrichtung der entgegengesetzten Polarität entsprechen. Die oben gegebene Polaritätsregel folgt also unmittelbar aus der Daumenregel und kann aus dieser jederzeit leicht wieder abgeleitet werden.

Achsenschleife und Kraftlinienringe sind wie die Glieder einer Kette miteinander verschlungen.

Man kann sich diese Verkettung leicht durch die ringförmig zusammengebogenen ersten Finger (Daumen und Zeigefinger) beider Hände veranschaulichen, welche man kettengliedartig ineinander schließt. Geben die Zeigefinger für beide Liniengebilde die positive Richtung an, und hält man beide Hände zunächst vor sich hin, die Handrücken nach oben, so braucht man die beiden durch die genannten Finger gebildeten Ringe nur ineinander hinein zu schieben, indem man die linke Hand zurückdreht, um ein richtiges Modell auch der Richtungsbeziehungen bei dieser Verkettung zu erhalten; denn stellt der Ring der Rechten z. B. die Stromachse dar, so entspricht der der Linken der Kraftlinienrichtung oder umgekehrt.

Daß ein stromdurchflossener Drahtring sich wie ein flachgedrückter Magnet verhält, wie eine sog. „magnetische Lamelle", welche die Strombahn zur alleinigen und vollständigen Umgrenzung hat, kann man wenigstens dem qualitativen Verhalten nach dadurch erweisen, daß man den Drahtring beweglich macht.

Man hängt den Ring etwa an zwei langen Goldbändern auf. Damit er sich wesentlich nur vor- und rückwärts bewegen, weniger leicht aber drehen kann, und die Goldbänder nicht zur gegenseitigen Berührung gelangen, führt man die Drahtenden dicht aneinander vorbei, streckt sie geradlinig und befestigt die Bänder in Sägeschnitten in den Enden des Drahtes, so daß sie um den Durchmesser des Ringes voneinander entfernt sind. Unter ihn stellt man einen Stift, der seine Ruhelage markiert. Verbindet man die oberen Enden der Bänder unter Zwischenschaltung eines Kommutators mit den Polklemmen der Batterie, so erhält man in dem Ringe einen sehr leicht beweglichen Träger eines Kraftlinienbündels, dessen Polarität man durch farbige Papiere markiert. Beim Annähern des Nord- oder Südendes eines Magnetstabes erhält man genau die magnetischen Anziehungs- und Abstoßungserscheinungen, wie sie in § 30 beschrieben wurden.

Man kann auch die mit Spitzen versehenen Enden eines Drahtringes in zwei untereinander stehende Quecksilbernäpfchen hängen (Ampère'sches Stativ) und diesen den Strom zuführen. Indessen hindern schon geringe Verunreinigungen der Quecksilberoberflächen die leichte Beweglichkeit des Systems und der Gang des Stromes ist weniger gut sichtbar; der um Spitzen drehbare Stromring reagiert auf einen herangebrachten Magneten mit Ablenkungen wie eine Magnetnadel; bei großer Stromstärke und sehr leichter Beweglichkeit wird er schon von den erdmagnetischen Kräften gerichtet.

119. Magnetnadel innerhalb einer Stromschleife. — Führt man bei dem in § 82 S. 111 beschriebenen Ørsted'schen Grundversuche den stromdurchflossenen ablenkenden Draht nicht nur oberhalb, sondern auch unterhalb der Deklinationsnadel vorüber, so erkennt man mittels der Daumenregel leicht, daß die Wirkungen

Ja die Elektrizität!

Von Hans Schrott-Fiechtl.

Vor 25 Jahren war es eine helle Seltenheit, wenn ein Student im ersten Semester bereits glücklicher Familienvater war. Ich war damals an der Kieler Universität jedenfalls der einzige im ersten Semester. Mein zweiter Bub kam gerade im Beginn meines zweiten Semesters. Der Geheimrat Prof. Dr. Ebert, Direktor des physikalischen Instituts der Universität, hat mir extra ein Arbeitsplatz im Zimmer seines Assistenten angewiesen. „Alter Herr" nannte er mich oft lachend; Verleumdung, denn ich war damals erst 27 Jahre!

Oft traf es sich, daß der Geheimrat auf ein Schwätzchen zu uns kam, und dann wurde über alles mögliche geplaudert . . . bis die Nerven wieder ruhig waren, denn der Geheimrat hatte unsinnig viel Arbeit . . . Da ich längst schon im Beruf stand und unser Beruf gerade für diese Herren merkwürdige Anziehungskraft besitzt, gab's auch immer Neues . .

Den Tag weiß ich noch wie heute.

Also: früher als sonst ist der Geheimrat diesmal bei uns. Aber heute war es anders. Meine Arbeit ließ er links liegen. Sonst war die doch immer sein Erstes.

„Meine Herren" begann er ziemlich erregt, „heute hab ich eine tolle Sache. Denken Sie sich, das Gericht fordert ein Gutachten von mir, ob die Elektrizität eine Sache wäre oder nicht,"

„So eine Frage könne auch doch bloß ein Jurist stellen", meint der Assistent.

„Was sagen Sie?" wandte sich der Geheimrat examenshalber an mich.

„Sie ist natürlich eine Kraft", antwortete ich prompt.

„Am liebsten möchte ich diese dumme Frage . ." Aber da fiel ihm was anderes ein. „Sind Sie nicht gerichtlicher Sachverständiger?" fragte er mich von neuem.

„Ja, in Milch und Milchprodukten bin ich vereidigt."

„Dann haben Sie ja mehr Erfahrung als ich. Was würden Sie in diesem Falle tun?"

„Ich kann mirs einfach nicht anders vorstellen. An dieser törichten Frage ist eine richtige Juristeneinseitigkeit schuld. An Ihrer Stelle, Herr Geheimrat, würde ich mir aus Gründen der Zeitersparnis und der Erleichterung den ganzen Fall vorlegen lassen."

„Wie würde das aussehen? Was fällt Ihnen ein."

„Als Sachverständiger haben Sie das Recht, den ganzen Fall erst mal zu hören."

„Und wenn schon. Die Sache ist ja ohnedem mit drei Zeilen erledigt. Da kann ich doch keine Weiterungen . . ."

* * *

Vier Wochen später sitzen wir wieder beisammen. Die Sache war längsten vergessen. Da kommt der Geheimrat brennend vor innerem Zorn. Und ehe einer von uns noch fragt, poltert er los:

„Ich bin blamiert, wie noch nie im Leben, meine Herren." Es war entsetzlich komisch, denn das eine Auge lachte, das andere wollte weinen.

„Denken Sie sich nur . . . Hier die Zeitung! Lesen Sie! Der Direktor des physikalischen Instituts der Uni-

versität Kiel hat erklärt, die Elektrizität könne man nicht stehlen, Herrgott, der Unsinn!"

Wir sind sprachlos.

„Aber Herr Geheimrat, das wird kein Verständiger glauben . . ." Aufgeregt schritt der Geheimrat im großen Zimmer auf und nieder. Es kochte alles in ihm. Wir wollten ihn beruhigen, aber es nützte nichts, oder wenigstens nicht viel.

„Die Elektrizität kann man nicht stehlen! Wenn mir das einer im Examen erzählt den . . . den . . . erdroßle ich, Herrschaften . . ." lacht der Chef halb ärgerlich. In solchen verzweifelten Fällen ist man machtlos. Man weiß ja nie, wie die Torheit eigentlich einhängt. Viel zu aufgeregt, um länger zu bleiben, war der Geheimrat diesmal bald wieder verschwunden.

Zu Mittag aen wir im Hotel Muhls. Es fanden sich immer bestimmte Herren ein, darunter ein junger Privatdozent, ein Dr. Vermehrer, ein Strafrechtler. Einem rechtschaffenen Unfug mit Freuden mitmachend, war er uns ein treuer Kumpan.

Da fiel es dem Assistenten plötzlich ein, und er erzählte das Malheur seines Chefs unter Zuckungen seiner physikalischen Seele. Ich habe ihn auch heute noch im Verdacht, richtige Seele hatte der Mann nicht einmal. Statt dessen mag so ein verflixtes Integral seinen inneren Menschen zusammengehalten haben. Kurz und schlecht also, Dr. Vermehrer mußte, ob er wollte oder nicht, die Sache klären helfen. Und dieser schadenfrohe Mensch lachte, lachte von Herzen, fühlte den hahnebüchenen Unsinn garnicht und lachte.

„Der Geheimrat tut mir leid. Aber sagen Sie ihm, er soll sich nichts draus machen. Er hat ganz richtig begutachtet. Die Elektrizität ist wirklich keine Sache . . ."

„Ja, zum Donnerwetter, was ist dann . . .?!" wurde ich wirklich brennend neugierig.

„Sie sind leider keine Juristen, meine Herren. Sehen Sie, die Angelegenheit ist klarer als die dickste Tinte. Nach dem römischen Recht kann man nur Sachen stehlen. Und wenn ein Ding keine Sache ist, kann man sie eben nicht stehlen."

„Na, hören Sie mal. Für dumm brauchen Sie uns nicht zu halten" schreien wir förmlich über den Tisch.

Die nächste Folge war dann ein neues Gesetz, wonach man die Elektrizität ausnahmsweise doch stehlen könne. Dazu brauchte es aber im Deutschen Reiche ein eigenes Gesetz, sonst hätte man sie tatsächlich nicht stehlen können. Und die Aktien der A.E.G. wären zu österreichischen Kronennoten geworden. Was Gott gütigst verhüten möge, heute und noch lange, lange . . .

beider Achsenteile einander unterstützen. Das Gleiche gilt für die Teile, in denen der Strom hierbei auf- oder absteigt. Bringt man also eine Nadel innerhalb einer Stromschleife an, so verstärkt sich die Wirkung, weil alle einzelnen Teile derselben im gleichen Sinne zusammenwirken.

Dies geht auch unmittelbar aus dem Kraftlinienverlaufe hervor. Denkt man sich die Schleife Fig. 88 mit ihrer Ebene in den magnetischen Meridian gestellt und in ihrer Mitte eine Deklinationsnadel angebracht, so hat man hier einen Fall der „gekreuzten Felder" vor sich, wie er in § 57 S. 68 behandelt wurde. Das entsprechende Kraftlinienbild stellt Fig. 90 dar.

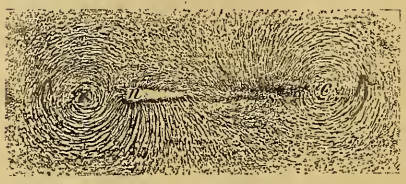


Fig. 90.

Von diesem Verlaufe kann man auch leicht das entsprechende Diagramm entwerfen, wenn man die Fig. 85 mit der Fig. 41 kombiniert; stellt erstere auch das Feld eines auf- und eines absteigenden Stromes dar, so weicht der Kraftlinienverlauf in einer zu beiden Kraftachsen senkrechten Ebene doch nur sehr wenig von demjenigen ab, wie wir ihn in der Mittelebene eines Kreisstromes Fig. 89 erhalten. Das Ergebnis zeigt Fig. 91.

Um die ablenkende Wirkung der eine Magnetnadel umschließenden Stromschleife noch mehr zu verstärken, schwächt man zweckmäßig

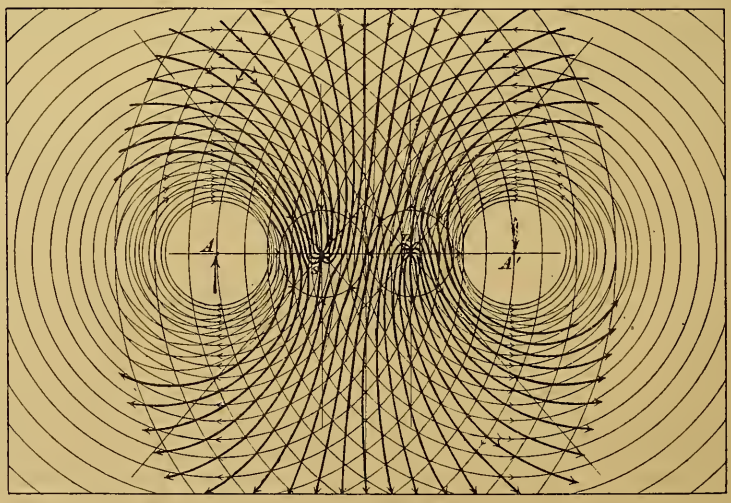


Fig. 91.

die rücktreibende Kraft des Erdmagnetismus dadurch ab, daß man mit der Nadel eine zweite parallel gestellte, aber mit umgekehrter Richtung der magnetischen Achse orientierte, außerhalb der Schleife fest verbindet; man hat dann ein astatisches Magnetsystem vgl. § 34 S. 36, bei dem nur die Differenzwirkung des Erdmagnetismus zur Geltung

kommt, während die Wirkungen des Stromes sich in bezug auf beide Magnete addieren, wovon man sich wiederum leicht vermittelst der Daumenregel überzeugt. Hierauf beruhen die sog. Galvanoskope.

120. Feldstärke im Inneren einer Achsenschleife. — In § 91 S. 128 Formel (26b) wurde für ein Leiterelement von der Länge l, welches von einem Strome von i elektromagnetischen Stromstärkeeinheiten durchflossen wird, für eine im senkrechten Abstande ϱ von dem Leiterstücke entfernte Stelle die Feldstärke zu il/ϱ^2 Einheiten berechnet. Die einzelnen Elemente eines Kreisstromes stehen alle senkrecht zu den nach ihnen gezogenen Radien; für sie ist also dieser Ausdruck direkt anwendbar in bezug auf die Feldstärke im Mittelpunkte des Kreises. Die Feldkräfte der einzelnen Teile der Strombahn sind hier gleichgerichtet, sie addieren sich also. Wird der ganze Kreisring vom Radius ϱ von einem Strome von der Stärke i durchflossen, so führt jedes Element des Trägers dieselbe Stromstärke i und wir können bei der Aufsummierung der Einzelwirkungen den für alle Elemente gleichen Faktor i/ϱ^2 vor die Summe setzen. Die Summierung beschränkt sich dann allein darauf, die einzelnen Längenelemente l zusammen zu fügen bis der ganze Kreisstrom hergestellt ist; dessen Gesamtlänge beträgt $2\pi\varrho$ cm. Die Feldkraft im Mittelpunkte des Kreisringes beträgt also

$$\mathfrak{H}_i = \frac{2\pi i}{\varrho} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

Man kann diese Formel dazu benutzen, um die elektromagnetische Stromeinheit zu definieren. Dieselbe wird offenbar dargestellt durch einen Strom, der einen Kreis vom Radius $\varrho = 1$ durchfließend im Mittelpunkte desselben die Feldstärke 2π erzeugt.

Wird die Stromintensität in Ampères gemessen, wobei dem elektromagnetisch gemessenen Strome i der Strom I Ampère entsprechen möge, so darf man nicht vergessen durch 10 zu dividieren (vgl. § 94 S. 131), so daß also

$$\mathfrak{H}_I = \frac{2\pi I}{10\,\varrho} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33a)$$

ist.

Die Formel (33) stellt den Wert der magnetischen Feldstärke in der Mitte des Kreisringes dar; an jeder anderen Stelle hat die Feldstärke andere Werte, welche nicht nach einem einfachen Gesetze von Stelle zu Stelle variieren. Wenn man aber die Arbeit berechnet, die nötig ist, um den Einheitspol einmal um den Stromleiter in einer beliebigen, denselben kettengliedförmig umschließenden Linie herum zuführen, so findet man ähnlich wie dies in § 97 S. 135 für den geradlinig gestreckten, unendlich langen Stromträger nachgewiesen wurde, immer denselben Ausdruck, gleichgültig wie die Bahn gestaltet ist, die man dabei einschlägt, und zwar findet man auch hier den einfachen Wert $4\pi i$; das Linienintegral der magnetischen Kraft, vgl. § 98 S. 137, ist also auch für die Stromschleife gleich $4\pi i$.

121. Die Tangentenbussole. — Die Tangentenbussole besteht aus einem ebenen in den magnetischen Meridian gestellten Kreisringe, durch den ein Strom hindurchgeleitet wird, und in dessen Mitte eine kurze Deklinationsnadel beweglich angebracht ist. Das Bild der Kraftlinienverteilung in der durch die Nadel gelegten Horizontal-

ebene zeigt die Fig. 90 und das Diagramm 91. Nur wird die Nadel in Wirklichkeit viel kürzer, als hier angenommen, gewählt, damit ihre beiden Enden noch völlig innerhalb desjenigen Feldbezirkes zu liegen kommen, welcher als homogen betrachtet werden kann. Hat der Ring den Radius ϱ, so ist die Feldstärke in seiner Mitte nach dem vorigen Paragraphen:

$$\mathfrak{H}_i = \frac{2\pi i}{\varrho}\left(\begin{matrix} i \text{ in el. magnet. Einh.} \\ \text{gemessen}\end{matrix}\right); \qquad \mathfrak{H}_I = \frac{2\pi I}{10\varrho}\left(\begin{matrix} I \text{ in Ampère} \\ \text{gemessen}\end{matrix}\right) \quad . \; . \; . \; (33)$$

Die Kraftlinien verlaufen in der nächsten Umgebung der Ringmitte nahezu in gleicher Dichte und senkrecht zur Ebene des Ringes; das Stromfeld ist hier nahezu homogen. Ist die Nadel also kurz, so kann man annehmen, daß auch noch dort, wo ihre Pole sich bei einer Drehung derselben befinden, die soeben berechnete Feldstärke herrscht. An jedem der beiden Nadelpole greifen zwei Kräfte an: die aus der Ebene des Ringes heraustreibende Kraft des Magnetfeldes $\mathfrak{H}_i$ bzw. $\mathfrak{H}_I$ und die in diese Ebene des Meridians zurücktreibende Horizontalkomponente $\mathfrak{H}$ des erdmagnetischen Feldes. Wir haben also den Fall der gekreuzten Magnetfelder § 57 S. 68 vor uns und können nach der statischen Methode durch die Ablenkungen, welche die Nadel erfährt, die Stärke der beiden Felder miteinander vergleichen. Wie aus der Fig. 35 S. 68 hervorgeht, in der das äußere Feld $\mathfrak{H}_a$ jetzt durch die Mitte des Achsenschleifenfeldes $\mathfrak{H}_i$ repräsentirt wird, habenwir Gleichgewicht, wenn $\operatorname{tg}\varphi = \mathfrak{H}_i/\mathfrak{H}$ geworden ist, vgl. Formel (11) S. 68.

Hieraus ergibt sich

$$\mathfrak{H}_i = \frac{2\pi i}{\varrho} = \mathfrak{H}\cdot\operatorname{tg}\varphi$$

und die Stromstärke

$$i = \frac{\varrho\,\mathfrak{H}}{2\pi}\operatorname{tg}\varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (34)$$

bzw. wenn in Ampères gemessen wird:

$$I = \frac{10\,\varrho\,\mathfrak{H}}{2\pi}\operatorname{tg}\varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (34a)$$

Da alle Größen rechts in absolutem Maße bestimmbar sind, so ergibt sich auch i in dem gleichen Maße als eine mit einer Länge ϱ multiplizierte Feldstärke $\mathfrak{H}$, wie schon oben beim geradlinigen Strome hervorgehoben wurde ($\operatorname{tg}\varphi$ ist als Verhältniszahl dimensionslos wie 2π).

Damit die Bedingung der Homogenität des Achsenfeldes gewahrt bleibe, auf der die ganze Ableitung beruht, darf die Nadellänge eine gewisse Größe nicht überschreiten. Um ihre Ablenkungen doch deutlich beobachten zu können, ist sie mit langen leichten (Aluminium-)Zeigern versehen, die mit ihren Enden über einer Gradteilung auf Spiegelglas spielen, oder die Nadel (Glockenmagnet) ist mit einem Spiegel versehen, dessen Drehungen mit Skala und Fernrohr verfolgt werden. Damit die Stromzu- und ableitungen das Innenfeld des Kreisringes nicht stören, werden dieselben dicht nebeneinander geführt, so daß sich ihre Wirkungen nach außen hin möglichst kompensieren.

Den mit $\operatorname{tg}\varphi$ multiplizierten Faktor

$$r = \frac{\varrho\,\mathfrak{H}}{2\pi} \quad \text{bzw.} \quad \mathfrak{R} = \frac{10\,\varrho\,\mathfrak{H}}{2\pi}$$

nennt man den Reduktionsfaktor der Tangentenbussole. Man kann ihn bestimmen, wenn man für eine etwa voltametrisch in Ampères gemessene Stromstärke I den zugehörigen Ausschlagswinkel φ bestimmt.

Kennt man I und φ und damit $\mathfrak{R}$, so kann man bei Messung des Ringradius ϱ auch die Feldstärke $\mathfrak{h}$ berechnen, die zur Beobachtungszeit am Beobachtungsorte herrschte; in dieser Weise war bei dem Beispiele des § 60 S. 72 die Horizontalkomponente ermittelt worden.

122. Magnete als elektrische Kreisströme; die Ampère'sche Theorie des Magnetismus; cyklische Systeme. — Mehrfach wurde bereits hervorgehoben (so z. B. S. 102, 130, vgl. auch S. 148), daß man sich neuerdings einen elektrischen Strom dadurch zustande kommend denkt, daß ein Schwarm kleinster, mit einer bestimmten elektrischen Ladung begabter Teilchen, der „Elektronen", vgl. § 108 S. 157, in dem Leitungsmateriale wandert; man nimmt dabei an, daß in der positiven (von + nach − gerechneten) Stromrichtung ein Überschuß positiver Teilchen durch den Querschnitt wandert, in der entgegengesetzten ein Überschuß negativer Teilchen. Wir finden nun hier in § 118 S. 172 als Erfahrungssatz, daß ein Kreisstrom, d. h. solche in einer Kreisbahn umlaufende Teilchen in ihrer Umgebung magnetische Kräfte wachrufen.

Daß bereits das einzelne, bewegte, elektrische Teilchen ein Magnetfeld um sich herum erzeugt, wurde bereits in § 93 S. 130 erläutert; daselbst ist auch gezeigt worden, daß die Feldkraft an jeder Stelle der Ladung und der Geschwindigkeit des Teilchens proportional ist.

Legen wir durch die Mitte des Kreisstromes eine zu seiner Ebene senkrechte Gerade, so können wir diese als Achse des Kreisstromes auffassen. Wir können von einer bestimmten Richtung dieser Achse sprechen; dabei wollen wir diese Richtung mit derjenigen zusammenfallen lassen, welche die durch die Mitte des Stromringes gehende magnetische Kraftlinie hat; alsdann stellt diese Gerade gewissermaßen die magnetische Achse des Kreisstromes dar. Wie die Figuren 87 und 88 S. 171 und die in § 118 S. 172 gegebene Regel erkennen lassen, ist diese Achsenrichtung durch die Stromrichtung eindeutig bestimmt, und zwar erscheint uns der Strom uhrzeigermäßig zu kreisen, wenn wir der Achse entlang gegen die Fläche des Kreisstromes blicken.

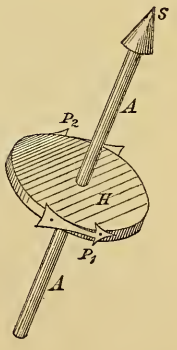


Fig. 92.

Denn wir blicken dann auf die südpolare Fläche, auf der die magnetische Kraft in den Ring hineingeht. Kreisstrom und seine magnetische Achse stehen also in derselben Beziehung zueinander wie Blickrichtung und Uhrzeigerbewegung. Diese Beziehung wird durch das Modell Fig. 92 erläutert, in dem der Stab $A\,S$ die magnetische Achse des durch die Pfeile $P_1\,P_2$ angedeuteten Kreisstromes bezeichnet.

Bei der Achse einer Drehbewegung finden wir die drei Bestimmungsstücke wieder, die nach § 50 S. 58 einen Vektor charakterisieren, wenn wir durch die Maßzahl einer auf der Achse aufgetragenen Länge noch die Drehgeschwindigkeit der Rotation bezeichnen; wir finden daher wieder die drei Bestimmungs-

stücke: Richtung, Richtungssinn und Größe vereinigt, so daß also auch Drehbewegungen um Achsen unter die Kategorie der Vektorgrößen fallen, vgl. S. 58. Wird jedes polarisierte Element eines magnetisierten Mediums durch einen Drehvektor dargestellt, so würde also auch bei dieser mechanischen Interpretation des magnetischen Zustandes das Magnetfeld als „Vektorenfeld", vgl. § 50 S. 59 erscheinen.

Es ist von jeher das Bestreben der Forschung gewesen, um Übersicht über die Fülle der Einzelerscheinungen zu behalten, eine Gruppe von Phänomenen auf eine andere zurückzuführen. Seit man die nahen Beziehungen zwischen elektrischen und magnetischen Erscheinungen kennt, wie sie die in diesem Abschnitte behandelte Lehre vom Elektromagnetismus enthüllt, hat man daher versucht die Stromphänomene durch magnetische Wirkungen oder umgekehrt die magnetischen Kräfte als Ausfluß elektrischer Erscheinungen zu deuten. Wir sind hier auf ein Prinzip gestoßen, welches das letztere ermöglicht, und schon Ampère hat mit Glück die magnetischen Kräfte auf elektrische Kreisströme zurückgeführt. Nachdem man gelegentlich versucht hatte den umgekehrten Weg zu gehen, hat diese Ampère'sche Auffassung in der neuesten Theorie, in der Theorie von H. A. Lorentz wiederum volle Bedeutung erlangt. Die in den §§ 107 und 108 geschilderten Erscheinungen haben die durch die Elektrolyse bereits nahe gelegte Vorstellung von dem Elektrizitätsatom als eine so zweckmäßige Arbeitshypothese erkennen lassen, daß man diese Grundvorstellung festhaltend geneigt ist, die magnetischen Kräfte als selbständige Größen ganz aus der Theorie zu eliminieren: Man denkt sich überall dort, wo magnetische Kräfte in einem Feldmedium (welches u. a. auch das Vakuum oder der sog. freie Äther sein kann) auftreten, Elektronen kleine Kreisbewegungen ausführen. Die in § 38 S. 41 zur Erklärung der magnetischen Polarisation vorausgesetzten Molekularmagnete ersetzt man also durch Kreisströme, deren Flächen molekulare Dimensionen besitzen. Man kommt dadurch auf Vorstellungen zurück, welche hauptsächlich von W. Thomson (Lord Kelvin) und Maxwell entwickelt worden sind, welche dabei ausgingen von der erst später (in § 131) zu betrachtenden Erscheinung der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene des Lichtes. Sie zeigten, daß an jeder Stelle, an der sich magnetische Kraftlinien spannen, etwas vor sich gehen müsse, was einer Dreh- oder Wirbelbewegung entspricht; die Vorstellung der „Maxwell'schen Molekularwirbel"[1]) läßt sich also sehr wohl mit der Ampère-Lorentz'schen Auffassung vereinen. Die Drehgeschwindigkeit um die Achse muß dabei der Feldstärke an der betreffenden Stelle proportional gesetzt werden.

[1]) J. Cl. Maxwell hat diese Vorstellung über die Molekularwirbel in den Magnetkraftlinien in seiner an anregenden Ideen überaus reichen Abhandlung „Über physikalische Kraftlinien" auseinandergesetzt. Diese Abhandlung ist von L. Boltzmann herausgegeben in Ostwald's Klassikern der exakten Wissenschaft als Heft Nr. 102, 1898 deutsch erschienen. Schon viel früher hat der berühmte Mathematiker Leonh. Euler die Magnetkraftlinien als das „Resultat von unendlich feinen Wirbeln einer überaus feineren Materie" betrachtet.

Um das Gesagte näher zu erläutern, werde für einige Beispiele das magnetische Kraftfeld in ein System von Elektronenwirbeln wenigstens in der Vorstellung und im Modell aufgelöst. In Fig. 93 bedeute die horizontale Gerade eine Kraftachse, welche von dem Strome S in der durch den Pfeil angedeuteten Richtung von rechts nach links (K nach Z oder + nach −) durchflossen werde. Die vier Kreise r_1 bis r_4 oberhalb und unterhalb stellen die Querschnitte von je einer um den Draht S herumgehenden magnetischen Kraftröhre dar. Bei der angegebenen Stromrichtung müssen wir uns oberhalb S die Magnetkraftlinien in die Zeichenebene hineingehend, unterhalb S aus dieser heraustretend denken. Das auf die oberen Querschnitte gerichtete Auge sieht also den Kraftlinien selbst entlang. Die Drehbewegungen gehen der oben eingeführten Regel über die Achsenrichtung entsprechend uhrzeigermäßig vor sich, so wie es die Pfeile andeuten. Die unteren Querschnitte müssen in der Zeichnung Bewegungen im umgekehrten Sinne enthalten. Da die Kraftröhren bis an die Drahtoberfläche hin direkt verfolgbar sind, so muß in den benachbarten Teilen des Feldes eine Bewegung stattfinden, wie sie die inneren Pfeile andeuten, d. h. im Sinne der Richtung + nach − oder K nach Z.

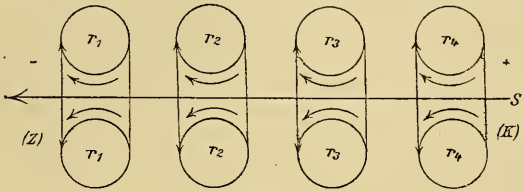


Fig. 93.

Es hat also vollkommen den Anschein, als ob durch die in S strömenden Elektronen die Wirbelbewegungen in dem benachbarten, isolierenden Feldmedium, in dem die Elektronen nicht mehr wandern können, sondern an bestimmte Gleichgewichtslagen gebunden sind, um die sie nur herum rotieren (und oszillieren) können, angeregt würden, vgl. die Maxwell'sche Vorstellung von den Frictionsteilchen, wie sie am Ende dieses Abschnittes in § 139 erläutert werden wird.

Man kann übrigens leicht Mechanismen ersinnen, durch welche derartig miteinander in Verbindung stehende Bewegungen dargestellt werden, z. B. durch Zahnstange und Trieb. Um zugleich zum Ausdruck zu bringen, daß mit wachsender Entfernung die der Stromstärke proportionale Feldstärke umgekehrt proportional mit der Entfernung abnimmt, kann man die einzelnen Drehbewegungen etwa auch in der folgenden Weise miteinander kuppeln:

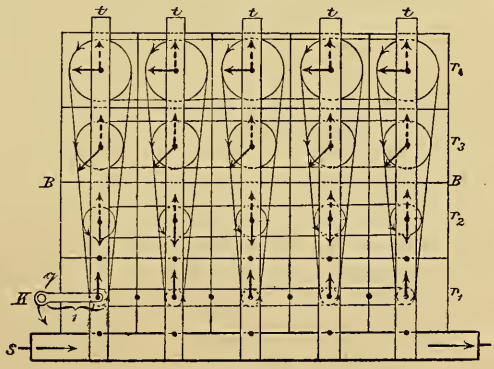


Fig. 94.

Auf einem Brette $B\,B$, Fig. 94 ist am Rande einer Längsseite eine quadratische Holzleiste befestigt, welche den Stromträger S repräsentiert. Ihr entsprechend ist daher auf der anderen Brettseite (Rückseite der Figur) ein ebenso breiter Streifen roten Papieres mit roten Pfeilen aufgeklebt. Durch die übrigbleibende Brettfläche sind mehrere Reihen von Löchern in gleichem gegenseitigen Abstande gebohrt. Entsprechend jeder Vertikalreihe dieser Löcher sind am oberen Rande des Brettes $B\,B$ die fünf Träger t befestigt, welche ebenso-

viele Holzleisten tragen, die mit ihren anderen Enden auf S ruhen. Sie sind in derselben Weise wie das Brett durchbohrt. Zwischen diesem und den Leisten sind Holzrollen mit je vier Riefen eingesetzt, welche sich mit horizontalen durch die Löcher gehenden Stiften als Achsen in den Bohrungen leicht drehen. Die Durchmesser der Rollen in der untersten Reihe r_1 betragen etwa 2 cm; die der zweiten r_2 4, der dritten r_3 6 cm usf. Ehe man die Holzleisten auf S und den Trägern t befestigt, werden in sich zurücklaufende Gummifäden in die Rollenriefen gelegt und dadurch jede Rolle mit allen Nachbarn gekuppelt. Auf den aus dem Brette B nach vorn herausragenden Achsenenden sind Papierscheiben befestigt, auf welche Pfeile gezeichnet sind (in der Figur angedeutet). Eine Rolle (unten links) ist mit einer Kurbel K versehen (Antriebspunkt). Stehen zu einer Zeit alle Pfeile nach oben (gestrichelte Stellung), und dreht man K dem Stromsinne S entsprechend einmal herum, so haben dieselben in der Entfernung 4 der Rollenreihe r_4 von der Stromachse $^1/_4$, in der Reihe r_3 $^1/_3$, in der Reihe r_2 $^1/_2$ Umdrehungen vollendet, wie die ausgezogenen Pfeile der Figur andeuten. Die Winkelgeschwindigkeit und die durch sie dargestellte magnetische Kraft nimmt also umgekehrt proportional der Entfernung ab. Die Kraftlinienzahl pro Flächeneinheit ist auf dem Streifen r_1 viermal so groß als auf dem Streifen r_4, was etwa durch eingeschlagene Stifte auf dem in Quadrate eingeteilten Brette angedeutet wird.

Bei allen neueren Theorien der Felderscheinungen spielen solche in sich zurücklaufende, kreisel- oder wirbelartige, sog. „cyklische" Bewegungen eine große Rolle. H. von Helmholtz hat diese Bewegungen einer systematischen Behandlung unterworfen; H. Hertz hat in seinen „Prinzipien der Mechanik" diese Betrachtungen weiter ausgeführt und Anwendungen derselben auch auf das Gebiet der Elektrizitätslehre wenigstens angedeutet.

Alle solche cyklische Bewegungen sind durch das folgende Merkmal ausgezeichnet: Wenn in einem Systeme von Körpern eine Bewegung stattfindet, verändert sich in der Regel die räumliche Anordnung derselben fortwährend und damit der Zustand des Systemes. Außer diesen fortschreitenden Bewegungen gibt es aber in sich zurücklaufende, bei denen jedes Teilchen, welches seinen Ort verläßt, sofort durch ein gleich beschaffenes, gleich bewegtes ersetzt wird, so daß trotz der Bewegung der Zustand des ganzen Systemes sich nicht ändert. Die gleichförmige Rotation eines homogenen Umdrehungskörpers, das Fließen einer Flüssigkeit durch einen in sich selbst zurückkehrenden Kanal bieten Beispiele hierfür; andere Beispiele sind die Riemen- und Seilkuppelungen, so daß jede größere Maschinenanlage zahlreiche Beispiele derartiger Systeme aufweist. Wir wollen alle solche Bewegungen mit H. von Helmholtz unter dem Namen der „cyklischen Bewegungen" zusammenfassen und erhalten demnach für eine cyklische Bewegung folgende Definition: Eine echt cyklische Bewegung ist eine solche, bei der an jeder Stelle für jedes seinen Ort verlassende Teilchen nach verschwindend kurzer Zeit ein vollkommen gleich beschaffenes Teilchen eintritt, welches mit derselben Geschwindigkeit nach derselben Richtung bewegt ist, wie das vorher an dieser Stelle gewesene.

Der einfache Mechanismus Fig. 94 stellt also ein Modell eines solchen Cykels dar; bei ihm hängen die Geschwindigkeiten aller einzelnen Teile nur von der Geschwindigkeit ab, mit der wir die Kurbel K umdrehen; die Geschwindigkeiten aller einzelnen Rollen und Gummifäden sind einfach dieser Geschwindigkeit q proportional; für die Geschwindigkeit v_i irgend eines Massenteilchens m_i können wir setzen: $v_i = a_i \mathfrak{q}$, wo der Faktor a_i von der Art der Verknüpfung abhängt.

Solche cyklische Systeme, deren Bewegungszustand durch die Geschwindigkeit q eines einzigen Antriebspunktes in der hier angetroffenen einfachen Weise bestimmt ist, nennt man einen „Monocykel".

Derartige Modelle cyklischer Systeme sind sehr nützlich auch zur Erläuterung der in dem Magnetfelde eines Stromes aufgehäuften Energie und deren Rückwirkung auf die Stromvorgänge in der Leiterbahn selbst, wovon später Gebrauch gemacht werden soll.

123. Axialer Charakter der Magnetkraftlinien; Kraftröhrenmodelle. — Nach dem im vorigen Paragraphen Auseinandergesetzten hat jedes Stück einer Magnetkraftlinie als Achse gewisser Drehbewegungen zu gelten; man spricht in diesem Sinne von einem „axialen Charakter der magnetischen Kraftlinien". Es möge für diesen noch ein Beweis angeführt werden, der von P. Curie herrührt und der sich auf die Symmetrieeigenschaften eines von magnetischen Kraftlinien durchzogenen Mediums stützt. Nach einem allgemeinen Satze der Symmetrielehre unbegrenzter Medien, wie sie jetzt den kristallographischen Betrachtungen zugrunde gelegt wird, müssen sich die Symmetrieeigenschaften der Ursachen in denen der Wirkungen wiederfinden und umgekehrt. Denken wir uns nun eine Stromschleife in eine beiderseitig spiegelnde Ebene gelegt, so werden durch die Spiegelung allen Raumpunkten oberhalb der Schleife Punkte in dem unter derselben liegenden Raume und umgekehrt allen unteren Punkten solche im oberen Raume eindeutig zugeordnet. Ebenso können wir allen Vorgängen des wirklichen Feldraumes Spiegelbilder dieser Vorgänge in einem denselben Raum erfüllenden Spiegelraume an die Seite setzen. Wir wollen untersuchen, wie sich die von uns in diesem Raume vorausgesetzten einfachen Bewegungen diesen Spiegelungsprozessen gegenüber verhalten, um daraus einen Schluß auf deren Symmetrieverhältnisse zu ziehen. In die Ebene der Figur werde also die spiegelnde Ebene gelegt.

Fig. 95 stelle etwa die Achsenschleife von oben gesehen dar, längs deren durch die Leiterbahn U gegebenen Kontur ein elektrischer Strom von bestimmter Stärke uhrzeigermäßig fließe. Dann blicken wir nach S. 172 gegen die südpolare Fläche, in welche die Kraftlinien hineingehen. Wir blicken also, die Zeichnung ansehend, in der Richtung der Kraftlinien; die Molekularbewegungen sind nach obigem uhrzeigermäßig um diese Richtung herumgehend vorzustellen, die einzelnen durch die Leiterschleife hindurchgehenden Kraftröhren (vgl. S. 83) sind also von Drehbewegungen erfüllt zu denken, wie sie die Pfeile an den kleinen eingezeichneten Kreisen andeuten. Man sieht zunächst auch hier wieder, wie die Strömungsbewegung sich in Form von Wirbelbewegungen in das Innere fortsetzt.

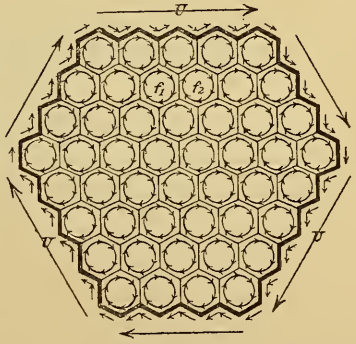


Fig. 95.

Das Stromphänomen bleibt bei der Spiegelung offenbar sich selbst gleich, weil es unserer Voraussetzung nach in der Spiegelebene abläuft, es „verträgt die angegebene Spiegelung". Das zugehörige Kraftlinienbündel dagegen wird umgekehrt. Gingen die Kraftlinien vorher von oben nach unten, so steigen sie jetzt von unten her durch die Schleife nach oben. Wenn ihnen also ein Vorgang von dem einfachsten vektoriellen Charakter der Translation oder des Strömens inne wohnte, so könnte

ein bestimmter Strömungssinn (von oben nach unten oder umgekehrt) nicht an eine bestimmte Umkreisungsrichtung der Schleife gebunden sein; denn diese letztere bleibt bei der Spiegelung ungeändert, während sich die Strömungsrichtung der Kraftlinien umkehrt. Das widerspricht aber der Erfahrung. Denn mit einem bestimmten Kraftlinienverlaufe ist immer eine bestimmte Stromrichtung und umgekehrt mit dem Strome eine bestimmte magnetische Polarität der Schleife eindeutig verknüpft (§ 118 S. 172). Also muß der vektorielle, den Kraftlinien zugrunde liegende Prozeß oder Zustand andere Symmetrieeigenschaften als die der einfachen Strömung, Translation haben.

Machen wir den Spiegelungsversuch mit den Drehbewegungen um die Kraftlinien als Achsen. Die der Spiegelebene parallelen Drehungen kehren sich nicht bei dem Spiegelungsprozesse um, wie man ohne weiteres sieht. Die zu ihr schräg verlaufenden Drehbewegungen verwandeln sich in solche, die derselben Kraftlinie angehören, vgl. die Fig. 96. Bewegungen im Kraftlinienbündel, welche im realen Raume gleichsinnig mit der Stromrichtung verlaufen, tun dies auch im Spiegelraume; diese Drehbewegungen im Felde vertragen also die genannte Spiegelung · ebenso wie das Stromphänomen in der Schleife selbst. In den Kraftlinien geht demnach etwas vor sich, was die Symmetrieeigenschaft von Drehbewegungen um Achsen hat.

Wir finden unsere Schlußfolgerung auch bestätigt, wenn wir uns eine Spiegelung des gesamten Feldmediums in bezug auf eine

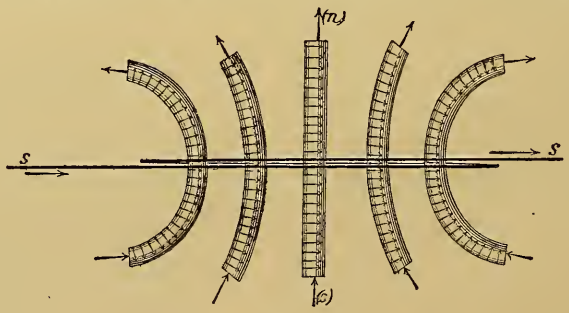


Fig. 96.

durch die Schleifenachse gehende Spiegelebene vorgenommen denken, welche ja zur Schleifenebene selbst senkrecht steht. Der Sinn der Stromrichtung kehrt sich im Spiegel um, wie dies Fig. 96 zeigt, die gewissermaßen als ein vollkommenes räumliches Spiegelbild des Gebildes angesehen werden kann, welches durch Fig. 95 repräsentiert wird; Strömungen längs der Kraftlinien würden sich nicht umkehren, wohl aber wird in jedem ihrer Punkte eine Uhrzeigerdrehung bei der Spiegelung in eine dem Uhrzeiger entgegengesetzte Bewegung verwandelt. Also hat der Strom längs der Schleife dieselben Symmetrie-

eigenschaften wie das durch dies hindurchgehende Kraftlinienbündel nur dann, wenn wir diesem den genannten axialen Charakter beilegen.

Ein magnetisches Kraftfeld verträgt eine Spiegelung in bezug auf eine senkrecht zu seinen Kraftlinien verlaufende Ebene, es verträgt dagegen keine Spiegelung in bezug auf eine durch seine Kraftlinien hindurchgehende Ebene.

Durch letztere Spiegelung wird es in allen seinen Teilen umgekehrt.

Fassen wir ein Bündel von Kraftlinien ins Auge, so erhalten wir das, was in § 66 S. 83 als Kraftröhre bezeichnet wurde. Es könnte schwierig erscheinen, sich von der unendlichen Schar von Drehbewegungen in einer solchen Röhre eine anschauliche Vorstellung zu bilden. Betrachten wir indessen eine einzelne Kraftröhre, so bewegen sich der S. 177 angestellten Betrachtung zufolge die Teilchen auf ihrer Mantelfläche an allen Stellen in demselben Sinne. Wenn jedes bei seiner Drehung um seine Kraftlinie auch sofort wieder in das Innere der Röhre tritt, so wird es doch an der Oberfläche augenblicklich durch ein anderes gleich beschaffenes und gleich bewegtes Teilchen ersetzt. Wir erhalten auf der Kraftröhre ein System in demselben Sinne fortlaufender Bewegungen, also ein sehr einfaches kinematisches Bild.

Zweckmäßige Kraftröhrenmodelle stellt man sich aus Stücken grauen Gummischlauches Fig. 97 her, auf denen man durch Reihen äquidistanter quer

Fig. 97.

verlaufender Pfeile die Drehrichtung und durch Längspfeile den der Festsetzung § 122 entsprechenden Richtungssinn der Röhre bezeichnet. Das Innere versteift man durch einen eingeschobenen Draht aus weichem Kupfer, durch dessen Biegung der Röhre jede gewünschte Form gegeben werden kann. Soll die Röhre in sich zurücklaufen, so leimt man ihre Enden über einen kurzen in das Innere geschobenen Holzpflock.

Mittels solcher Schläuche kann man leicht „dynamische Modelle" der wichtigsten Magnetformen herstellen:

a) Modell des Stabmagneten Fig. 98. Der von einem Halter H in horizontaler oder vertikaler Stellung getragene Holzstab NS stellt den Magneten dar, N (rot) sein Nordende, S (blau) sein Südende, J die Indifferenzzone. An beiden Enden werden in gleich weit voneinander entfernte Bohrungen dicke Kupferdrähte gesteckt, über die man Gummischläuche mit den Drehrichtungspfeilen schiebt und an deren Enden man Blechpfeile in dem entsprechenden Sinne festlötet. Die Drähte biegt man in die Richtung der bei N aus- und bei S eintretenden Kraftröhren.

b) Modell der magnetischen Lamelle Fig. 99. Der auf dem Fuße F befestigte Messinghalter H trägt die auf der einen Seite (n) rot, auf der anderen (s) blau angestrichene Holzscheibe S. Durch dieselbe sind Kupferdrähte in

gleichen Abständen voneinander hindurchgesteckt. Über die Enden dieser Drähte sind Schläuche geschoben, vor diese die zugleich festhaltenden Pfeilpinnen bzw. -spitzen aufgelötet. Die Kupferdrähte sind in der aus der Figur ersichtlichen Weise auseinander gebogen, so daß sie bündelförmig von beiden Seiten der Kreisscheibe auslaufen.

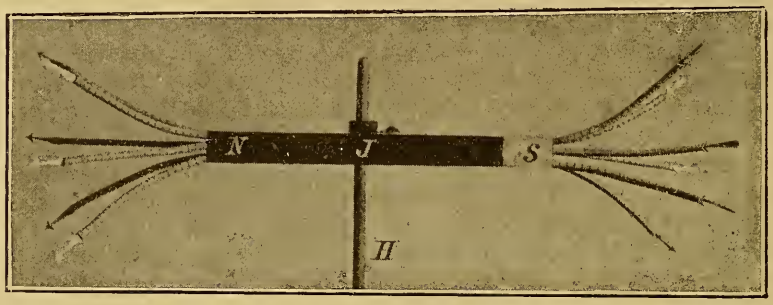


Fig. 98.

c) Modell eines Magneten mit dem inneren Kraftröhrenverlaufe Fig. 100. Die Molekülketten setzen den Kraftfluß des Feldes durch das Innere des Magneten hindurch fort (vgl. S. 41). Man bringt dies durch folgendes Modell zur Darstellung:

An einer Pappröhre werden durch Aufkleben von rotem und blauem Papier die Polaritäten bezeichnet. Durch das Innere werden Schläuche geführt und ihre Enden zu geschlossenen Kraftröhren vereinigt. Die äußeren Teile werden in die Form der Kraftlinien gebogen.

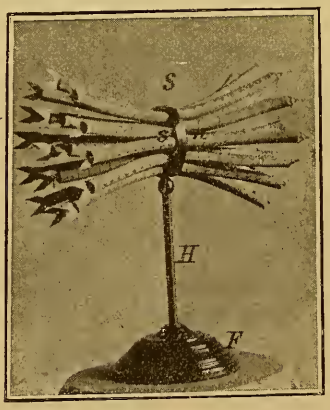


Fig. 99.

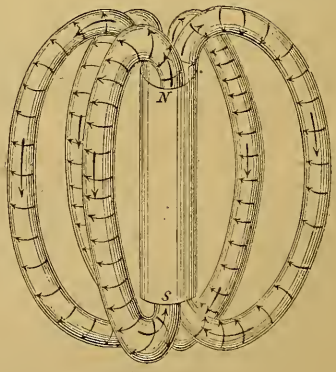


Fig. 100.

d) Modell der Achsenschleife. Eine Anzahl der mit Pfeilen versehenen gleichgerichteten Kraftröhren wird zu einem Bündel vereinigt und durch einen dicken einmal herumgewundenen Kupferdraht *S S*, Fig. 96 auf der vorvorigen Seite zusammengeschnürt. (In der Figur sind nur einige derselben gezeichnet.) Werden die Röhren dem Kraftlinienverlaufe entsprechend etwas nach außen gebogen, so erhält man ein der Lamelle, Fig. 99, sehr ähnliches Gebilde. Die in der Figur verkürzt erscheinende Achsenschleife geht von oben gesehen dem Uhrzeigersinne entgegengesetzt um das Bündel herum, der Draht

also von links her vor den Röhren vorbei, nach rückwärts um dieselben herum und in der Figur vorn nach rechts hin; dieser Richtung entsprechend verlaufen die Wirbelbewegungen.

Die gleiche Bedeutung wie hier haben die kleinen Pfeile auf den Kraftlinienringen der Figuren 61 S. 124, 73 S. 143, 87 S. 171.

Die Modelle Fig. 87 S. 171 und Fig. 96 geben ein Bild der Vorgänge in dem Felde einer Stromschleife nach der kinetischen Hypothese und erläutern das, was Maxwell einen „vortex sponge“ oder „Wirbelschwamm“ nannte. So kompliziert die hier dargestellten Bewegungen auch erscheinen mögen, so ist ihre Anordnung doch sehr übersichtlich, da alle Einzelbewegungen eine ganz bestimmte Beziehung zu der Achsenrichtung zeigen.

124. Unterschied in den Feldern der Magnete und der galvanischen Ströme; einfach und mehrfach zusammenhängende Räume. — So ähnlich sich nach dem oben S. 173 Gesagten die Felder von Magneten und Strömen in mancher Beziehung auch gestalten mögen, so gibt es doch zwischen ihnen durchgreifende und nicht zu übersehende Unterschiede, auf die wir noch kurz eingehen wollen.

Das „Feld“ eines magnetischen Gebildes ist nach § 12 S. 10 das Raumgebiet, in dem sich magnetische Wirkungen nachweisen lassen. Wenn auch der Kraftlinienverlauf durch einen Stromkreis oder eine Achsenschleife mit dem eines flach gedrückten Magneten, einer magnetischen Platte oder Lamelle, eine große Ähnlichkeit hat, so besteht doch in bezug auf die Felder der Unterschied, daß sich das Feld des Stromes durch das Innere der Schleife oder des Kreises hindurch ungestört fortsetzt; wir können den Kraftlinien folgend von einer Seite der Schleife auf die andere gelangen, ohne durch den Stromträger selbst daran gehindert zu werden (vgl. z. B. die Figuren 87 und 96); bei der magnetischen Lamelle dagegen hindert uns das Material des Kraftlinienträgers daran, wenn dieser auch noch so dünn ist. Der Unterschied wird also durch die räumliche Anordnung der Felder bedingt.

Wir wollen daher den Außenraum eines plattenförmigen „lamellar“ magnetisierten Körpers einerseits und eines ringförmig sich schließenden stromdurchflossenen Drahtstückes andererseits betrachten. Um die hier bestehende Verschiedenheit möglichst klar zu erkennen, denken wir uns das eine Feld wie das andere durch eine Hülle begrenzt, welche die Oberfläche des Feldträgers selbst nicht schneidet, z. B. Wände, Boden und Decke des Zimmers. Zieht man durch den Raum eine irgendwie gestaltete, einfache Scheidewand, welche überall bis an die begrenzenden Flächen reicht, so zerfällt ein Raum von gewöhnlicher Gestalt in zwei völlig voneinander getrennte Räume, deren jeder durch einen Teil der ursprünglichen Gesamtoberfläche und je eine Seite der ganzen Zwischenwand vollständig begrenzt ist. Solche Räume nennt man „einfach zusammenhängend“. (Listing: Census räumlicher Gebilde.) Braucht man zu dieser Zerlegung zwei oder mehrere Schnitte, so ist der Raum „mehrfach zusammenhängend“. Das Magnetfeld einer Achsenschleife erfüllt im Gegensatz zu dem eines gewöhnlichen Magneten einen „zweifach zusammenhängenden“ Raum. Um dies zu erkennen, betrachten wir zunächst:

a) den räumlichen Zusammenhang des freien Feldes eines gewöhnlichen Magneten, und zwar um der Ähnlichkeit willen speziell den eines flachen Magneten, einer magnetischen Lamelle L Fig. 101a. Der Feldraum erstreckt sich von der Oberfläche des Magneten L theoretisch bis ins Unendliche, praktisch bis zu einer leicht angebbaren Entfernung, etwa den Zimmerwandungen (Decke und Diele mit inbegriffen), welche wir durch A in der Figur andeuten wollen. Das freie Feld füllt also einen schalenförmigen

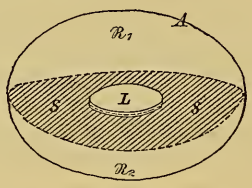


Fig. 101a.

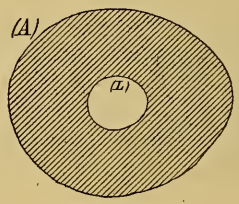


Fig. 101b.

Raum aus, dessen Begrenzung einerseits die Oberfläche von L, andererseits die Fläche A bildet. Wir legen nun eine beliebige Schnittfläche $S\,S$ durch diesen Raum, welche aber vollständig zwischen seinen Begrenzungsflächen liegt, d. h. für welche die Schnittlinien mit den den Raum begrenzenden Flächen die alleinigen und vollständigen Begrenzungslinien sind. $S\,S$ geht von A aus und muß auf der Oberfläche von L endigen; in der Figur ist ihr Schnitt mit diesen Flächen durch punktierte Linien angedeutet. Die Fläche S selbst hat ringförmige Gestalt etwa wie Fig. 101b.

Durch sie ist der Raum, den das Feld einnimmt, in zwei vollständig voneinander getrennte Räume $\mathfrak{R}_1$ und $\mathfrak{R}_2$ zerlegt.

Betrachten wir b) den Außenraum eines ringförmig sich schließenden Feldträgers.

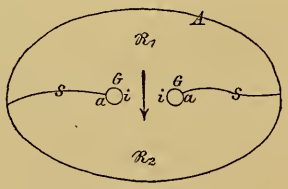


Fig. 102a.

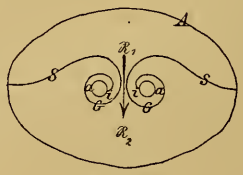


Fig. 102b.

Das Feld erstreckt sich von der Oberfläche G, Fig. 102a, des Ringes bis etwa wieder zu den Zimmerwänden A. Wo hier aber auch die Schnittfläche $S\,S$ anliegen mag, immer bleibt noch eine Kommunikation des Raumes $\mathfrak{R}_1$ zu dem Raume $\mathfrak{R}_2$ übrig durch die Ringöffnung hindurch, vgl. die Figuren 102a und b, in denen einige Formen der Schnittfläche $S\,S$ und der Begrenzungsflächen A und G im Querschnitt gezeichnet sind:

Die Begrenzungsflächen sind einerseits die genannte Oberfläche des Ringes G, sowohl die Außenwand a desselben wie die die innere Höhlung begrenzende Fläche i, und andererseits die Fläche A. Legen wir eine Schnittfläche von A bis heran an die innere Begrenzungsfläche G, so entsteht wieder eine ringförmig begrenzte Schnittfläche wie sie Fig. 102c darstellt. Die äußere Begrenzungslinie liegt auf A, die innere jetzt auf G. Da die Fläche S eine einfache, nirgend sich selbst überdeckende oder schneidende sein soll, so ist es nicht möglich, den Außenraum von G durch eine einzige solche Schnittfläche S

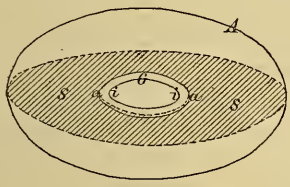


Fig. 102c.

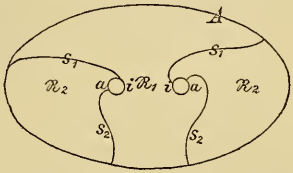


Fig. 102d.

in zwei vollständig getrennte Teilräume zu zerlegen. Dies wird erst möglich, wenn wir einen zweiten Schnitt zu Hilfe nehmen, wie er in der Querschnittsfigur 102d angedeutet ist. Hier ist $\mathfrak{R}_1$ vollständig von $\mathfrak{R}_2$ getrennt, jeder der beiden Teilräume ist von einem Teile der Begrenzungsflächen A, G und durch je eine ganze Seite einer jeden der beiden Scheidewände S_1 und S_2 vollständig umschlossen.

Wir haben also beim Stromfelde einen Raum, aus dem ein ringförmig in sich zurücklaufender Hohlraum ausgespart ist; ein solcher Raum ist aber zweifach zusammenhängend.

In dieser Raumanordnung des elektromagnetischen Feldes liegt die Möglichkeit begründet, daß Kraftlinien sich ringförmig um den Feldträger herumziehen und sich in dem Feldraume selbst vollkommen schließen können, ohne daß Quellpunkte oder Sinkstellen in sie eingeschaltet sind, ohne daß sie also von Polen aus divergieren (Divergenz gleich Null) oder in solche zusammenlaufen (Konvergenz gleich Null). Unter anderem hängt mit dem Raumcensus dieser Felder die oben S. 136 erwähnte Mehrdeutigkeit des Potentialwertes an jeder Stelle zusammen.

Achtes Kapitel.

Stromspulen, Solenoide, Stromspiralen und Elektromagnete.

Nachdem wir den einfachen Strom und seine Kraftlinien und deren ponderomotorische Wirkungen auf einen zweiten Strom und auf magnetische Systeme kennen gelernt haben, wollen wir zu neuen wichtigen Formen von Stromträgern und ihren Kraftfeldern übergehen, die dadurch aus dem konzentrischen Kraftachsensysteme hervorgehen, daß man an bestimmten Stellen des Raumes eine große Anzahl von Stromkraftlinien sammelt. Dazu bieten sich zwei Wege: Einmal können wir ausgedehnte Teile der Achse selbst auf kleinem Raume zusammendrängen, was am bequemsten durch Aufwinden, Aufwickeln oder Aufspulen des Stromträgers geschieht; andererseits läßt sich die Permeabilität des Mediums, in dem die Stromkraftlinien zur Ausbildung gelangen, durch Eisenmassen erheblich vermehren. Je nachdem man die Drahtwindungen in einer Ebene oder in dem Mantel eines Zylinders anordnet, erhält man flache oder langgestreckte Gebilde: Stromspulen bzw. Stromspiralen, oder, wenn letztere locker gewickelt sind, Solenoide genannt. Dadurch, daß man mehrere Windungslagen übereinander schichtet, kann man die im Inneren vereinigte Kraftlinienzahl noch mehr erhöhen. Denn da, wie schon im vorigen Kapitel gezeigt wurde, die Kraftlinienringe des Stromes auch bei einer Biegung der Leitungsbahn dieser folgen, so kann man beim Aufwinden immer größerer Längen des stromdurchflossenen Drahtes immer mehr Kraftlinien im Inneren der Leiterschleifen sammeln; legt man z-Windungen aneinander, so werden z-mal so viele Kraftlinien zusammengeschnürt werden, als wenn man nur eine einzige Leiterschleife bildet. Man kann also die Kraftlinienzahl im Inneren der genannten Stromgebilde in demselben Maße vervielfältigen, als man die Windungszahl vervielfältigt: Multiplikationsprinzip. Erfüllt man endlich das Innere einer Stromspirale mit weichem Eisen, welches die durch die Querschnittseinheit gehende Kraftlinienzahl mehr als vertausendfachen kann, so gelangt man zu Anordnungen, den sog. Elektromagneten, die außerordentlich viel kräftiger sind, als die natürlichen oder bisher betrachteten künstlichen Magnete, selbst diejenigen, die man durch magazinartige Anordnung von Dauer-

magneten herzustellen imstande ist. Mit ihnen lassen sich dann die magnetischen Eigenschaften der verschiedenen Substanzen viel genauer studieren, als dies mit den relativ schwachen Kräften der Stahlmagnete möglich ist.

125. Stromspulen. — Wir hatten in § 116 das Zusammendrängen von Kraftlinien zu einem Bündel beim Biegen eines Stromträgers zu einer einfachen Schleife besprochen. Wir legen weitere Windungen an die schon gebildete an und erhalten eine „Stromspule"; sie ist flach, ihre Länge klein im Vergleich zu ihrem Durchmesser, die Gestalt der umwundenen Fläche meist kreisförmig. Die durch die Mitte der Windungen hindurchgehende, zu deren Ebenen senkrechte Gerade nennt man die Spulenachse. Die Summe der von den einzelnen Windungen begrenzten ebenen Flächen nennt man die „gesamte Windungsfläche". Sie ist für die Zahl der durch die Spule hindurchgehenden Kraftlinien maßgebend. Nach § 120 Formel (33a) S. 175 ist die Feldkraft in der Mitte einer ebenen kreisförmigen Achsenschleife vom Radius ϱ

$$\mathfrak{H}_I = \frac{2\pi}{10\,\varrho} \cdot I \quad . \quad (33\,a)$$

wenn die Stromstärke I in Ampères gegeben ist; sind in der Stromspirale z Windungen aneinandergelegt, so wird in ihrer Mitte nach dem Multiplikationsprinzipe die Feldkraft

$$\mathfrak{H}_I = \frac{2\pi z}{10\,\varrho} \cdot I \quad . \quad (35)$$

herrschen müssen.

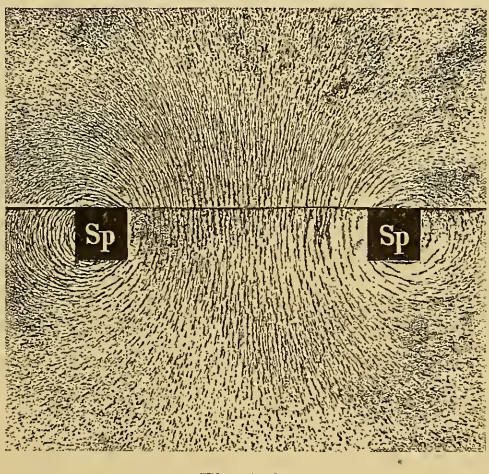


Fig. 103.

Das Kraftlinienbild der Stromspule in einer durch die Achse gelegten Ebene zeigt Fig. 103. Bei Sp, Sp tritt die Spule durch die Bildebene, um sich über und unter derselben zu schließen. Die die einzelnen Windungen begleitenden Kraftlinien haben sich zu kontinuierlich fortlaufenden Kurven vereinigt, welche in der Nähe der Spule deren Querschnitt noch ziemlich konzentrisch umgeben. Die weiter entfernten Linien sind dagegen von dem Überdrucke im Inneren in stark exzentrische Lagen nach außen gedrängt worden. In der Nähe der Spulenachse ist das Feld nahezu homogen, gegen die Windungen zu wird es immer kräftiger. Die Kraftlinien sind hier mit allen Windungen der Spule kettengliedförmig verschlungen.

Das Kraftlinienbild Fig. 103 ist in folgender Weise hergestellt: Auf einen ringförmigen Holzrahmen sind viele Windungen eines übersponnenen Kupfer-

drahtes gewunden, und der Rahmen ist auf einem Fuße vertikal befestigt. Ein Stück dicker Pappe mit rechteckigem schlitzartigen von Sp nach Sp reichenden Ausschnitte wird so weit über den Ring geschoben, daß die obere, horizontal gestellte Fläche gerade durch die Ringmitte geht. Von vorn wird ein an seiner vorderen Kante mit Ausschnitten für die Spule Sp versehener Kartonbogen über die Pappe geschoben, und von der anderen Seite her eine zweite Kartonscheibe mit geradlinigem Rande darauf gelegt. Dadurch erhält man auch den inneren Teil des Bildes und kann dasselbe nach dem Fixieren, Herausnehmen und Wiederzusammenlegen der beiden Blätter photographieren, ohne durch den oberen Teil der Spule behindert zu sein. Freilich bekommt man dann die Begrenzungslinie des zweitgenannten Kartonblattes mit auf das Bild (von ihr rührt die oberhalb Sp Sp verlaufende schwarze Linie her).

Die Kraftlinien treten auf der einen Seite der Spule aus; hier wird sie wie die nordmagnetische Polarregion eines flachen Magneten wirken; auf der anderen treten sie wieder ein: südpolare Spulenfläche. Nach der Art, wie wir uns dieses Spulenfeld entstanden zu denken haben, kann es nicht zweifelhaft sein, daß Stromrichtung und magnetische Polarität hier gerade so miteinander verknüpft sind, wie bei der einfachen Stromspule; alle in § 118 S. 172 hierüber gegebenen Regeln gelten also auch hier:

Zeigerstrom ≡ Südpolarität
Gegenzeigerstrom ≡ Nordpolarität.

Von der Richtigkeit dieser Regel überzeugt man sich leicht, indem man die stromdurchflossene Spule auf eine Deklinationsnadel wirken läßt. Die Ablenkungen erfolgen hier in derselben Weise, wie bei dem einfachen Kreisstrome, nur, dem größeren Kraftliniengehalte entsprechend, viel intensiver.

Stellt man eine Spule in den magnetischen Meridian, und bringt man eine kurze Magnetnadel in das homogene Innere derselben, so kann man wie bei der Tangentenbussole mit einfachem Kreisringe § 121 S. 176 durch die Vergleichung der gekreuzten Felder die Stromstärke, oder wenn diese bekannt ist, die Horizontalkomponente des Erdfeldes bestimmen. Analog wie in § 121 S. 176 ist hier

$$\operatorname{tg}\varphi = \mathfrak{H}_1/\mathfrak{h}, \qquad \mathfrak{H}_1 = \mathfrak{h}\cdot\operatorname{tg}\varphi, \qquad I = \mathfrak{R}\cdot\operatorname{tg}\varphi,$$

wo jetzt der Reduktionsfaktor $\mathfrak{R}$ den Wert

$$\mathfrak{R} = \frac{10\,\varrho\,\mathfrak{h}}{2\,\pi\,z} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (35\,a)$$

hat.

Ebenso wie eine Spule auf einen Magneten wirkt, muß auch dieser auf ein Spulenfeld einwirken. Hängt man also eine Drahtspule an Goldbändern, die den Strom vermitteln, auf, so wird die Spule angezogen oder abgestoßen, je nach den Polaritäten von Magnet und Spule, die miteinander in Wechselwirkung treten; bei starker Anziehung kann sich die Spule über den horizontal gehaltenen Stabmagneten bis nahe an seine Mitte hin geradezu hinaufsaugen. Die Spule verhält sich dabei wie ein flachgedrückter Magnet, dessen Polflächen die Größe der Windungsfläche der Spule haben. Ordnet man die Spule drehbar an, indem man die übersponnenen Stromzuleitungen unmittelbar nebeneinander nach oben führt, so dreht sich die Spule unter der Wirkung eines darunter gehaltenen Stabmagneten oder zwischen den Schenkeln eines Hufeisenmagneten wie eine Magnetnadel von entsprechender Polarität. Setzt man die Spule mit Spitzen in übereinanderstehende Quecksilbernäpfchen, die den Strom vermitteln, so stellt sich die Spule mit ihrer Achse in den magnetischen Meridian.

Alle diese elektromagnetischen ponderomotorischen Wirkungen müssen der Stromstärke I proportional sein, weil die Feldkraft der Spule ebenso wie in der Mitte (Formel 35) auch an allen übrigen Stellen dieser Größe proportional

ist. Hierauf beruhen die weiter unten im Zusammenhange zu besprechenden elektromagnetischen Vorrichtungen zur Stromstärkemessung.

Zwei Spulen, von denen die eine beweglich aufgehängt ist, die andere in der Hand gehalten wird, müssen die entsprechenden Anziehungs- und Abstoßungserscheinungen wie zwei Magnete zeigen. Die Wirkungen werden wesentlich kräftiger, wenn man in das Innere der Spulen einen dicken Stab weichen Eisens hineinhält. Ist insbesondere die eine Spule innerhalb oder außerhalb der anderen drehbar angeordnet, so suchen sich die beiden Spulenströme immer einander parallel zu stellen, gerade so wie zwei gekreuzte Ströme vgl. § 111 S. 163. Die Stärke dieser Wechselwirkungen zweier stromdurchflossenen Spulen muß proportional sowohl der Stromstärke I_1 in der einen, wie derjenigen I_2 in der anderen, also proportional dem Produkte $I_1 \times I_2$ der beiden Stromstärken sein, oder wenn es derselbe Strom ist, der nacheinander die beiden Stromspulen durchfließt, dem Quadrate I^2 seiner Stärke, ebenso wie bei allen elektrodynamischen Wechselwirkungen § 113 S. 165. Hierauf beruhen die zur Stromstärkemessung dienenden „Elektrodynamometer", vgl. w. u. S. 208.

Das Linienintegral der magnetischen Kraft, vgl. § 98 S. 137 und § 120 S. 175, wo dieser Ausdruck für den einfachen Stromkreis angegeben wurde, muß bei einer Spule von z Windungen z mal so groß sein, als wenn nur eine einzige Stromwindung einmal vollkommen umkreist würde, also gleich $4\pi z i$ sein, oder, wenn die Stromstärke in Ampères gemessen wird, gleich $\frac{4\pi}{10} z I$.

126. Solenoide. — Einen langen, steifen isolierten Draht winden wir derart spiral in einer Lage auf einen Holz- oder Pappzylinder, der dann wieder herausgezogen wird, auf, daß zwischen den einzelnen Windungen ein bestimmter Zwischenraum bleibt, der uns gestattet, die Vorgänge im Inneren zu verfolgen. Die entstehende Drahtröhre nennt man ein „Solenoid" (von $\sigma\omega\lambda\acute{\eta}\nu$ = Röhre), die Achse des Zylinders, auf dem seine Windungen liegen, die Solenoidachse. Auch hier werden Kraftlinien im Inneren gesammelt, die an einem Ende, dort wo der Strom im Uhrzeigersinne umläuft, in das Solenoid hineingehen (Südpol), am anderen Ende wieder aus dem Inneren hervortreten (an dem der Gegenzeigerstrombewegung entsprechenden nordpolaren Ende).

Um den Verlauf der Kraftlinien im Inneren und an den Enden eines Solenoids zu verfolgen, genügt es in das Innere desselben ein Kartonblatt zu legen und auf dieses an den Enden Querblätter, und Feilicht durch die Drahtwindungen hindurch aufzustreuen. Will man den vollständigen Kraftlinienverlauf auch in unmittelbarer Nähe der Drähte mit verfolgen und abbilden, so kann man etwa folgende Anordnung treffen:

In ein mit Rand versehenes Brett $A\,A$, Fig. 104, sind die beiden Quecksilbernäpfchen a und b eingetieft, zu welchen die Zuleitungsdrähte führen. Ferner ist hier eine Reihe von Querrinnen r_1 bis r_7 eingeschnitten, welche ebenfalls mit Quecksilber gefüllt werden. Auf das Brett $A\,A$ wird ein gleich großes gelegt, das in seiner Lage von dem Rande des unteren festgehalten wird, der bei G_1 und G_2 halbkreisförmig ausgeschnitten ist, damit man das obere Brett bequem wieder abheben kann. Durch das obere Brett sind eine Reihe von Löchern senkrecht zu der Ober- und Unterfläche an den Stellen 1, 2, 3 ... bis 16 gebohrt, durch welche Drahtbügel B_1, B_2 ... bis B_8 gesteckt werden. Tauchen ihre amalgamierten unteren geraden Enden in die Quecksilbernäpfchen, bzw. Rinnen in der in der Figur angegebenen Weise ein, so stellen sie die oberen Windungsteile eines Solenoides von acht getrennten Windungen dar, deren untere Teile durch die Quecksilberrinnen gebildet werden.

Auf dem oberen Brette wird der mit entsprechenden Durchbohrungen versehene Karton befestigt. Hat man feinen Eisenstaub gleichmäßig aufgestäubt,

so setzt man die Bügel B der Reihe nach ein, wodurch zwischen a und b eine metallische Verbindung in Form eines Solenoides hergestellt wird. Nach dem Öffnen des Stromes hebt man die Bügel vorsichtig wieder heraus und kann nun das Bild fixieren, auf Klebepapier abdrücken oder, wie es bei Herstellung der Fig. 105 geschehen ist, photographieren.

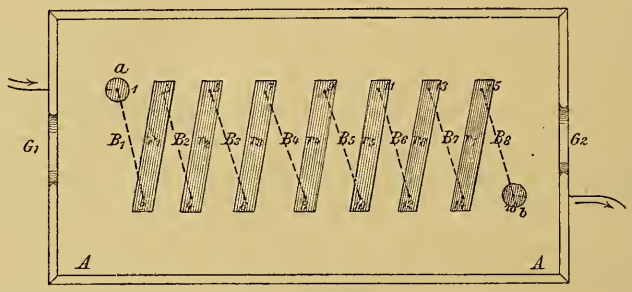


Fig. 104.

Das Kraftlinienbild des Solenoides zeigt Fig. 105. Jeder der in der Figur als schwarzer Punkt erscheinenden Leiterquerschnitte gibt sich als zu einem Stromsysteme gehörig durch die Kraftlinien, welche er um sich gesammelt hält, zu erkennen. Da aber die benachbarten Windungen alle einen Strom von derselben Richtung tragen, so fließen die weiter entfernten Kraftlinien ineinander. Im Inneren des Solenoides entsteht daher ein kontinuierlicher Kraftlinienzug, welcher guirlandenförmig die einzelnen Abteilungen des Stromträgers begleitet. Jede Windung hat neue Kraftlinien zusammengeschnürt und führt den Kraftfluß der vorhergehenden weiter. Im Inneren ist die magnetische Kraft daher sehr stark, außen wesentlich schwächer. Je näher wir der Achse des Solenoides kommen, um so mehr laufen die Kraftlinien untereinander parallel: das Feld wird homogen. Fig. 105 veranschaulicht ferner recht gut den Querdruck, den die Kraftlinien aufeinander ausüben. Wie bei einem Bündel elastischer Fäden, welches durch Umwinden mit einem Drahte fest zusammengeschnürt ist, quellen die äußersten Linien zwischen den Drähten heraus und sind unter ihnen dicht zusammengedrängt. Erst an den Enden des Solenoides weichen sie dieser Zusammenpressung aus und zerstreuen sich nach allen Seiten hin; sie gehen um das Solenoid außen in immer weiteren und weiteren Bogen herum und vereinigen sich zu geschlossenen Kraftlinienketten. Der Zug längs der Kraftlinien (§ 30 S. 31) muß also danach streben das Solenoid zu verkürzen.

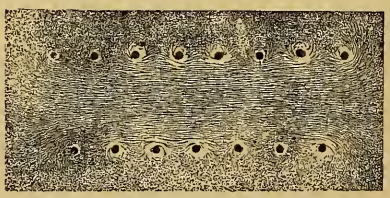


Fig. 105.

Von dieser Verkürzungstendenz kann man sich überzeugen, wenn man eine lange, aus dünnem harten Messingdrahte möglichst eng in einer Lage gewickelte Spirale in vertikaler Richtung aufhängt, unten mit einem kleinen Gewichte beschwert, und ihr geradlinig nach unten gebogenes Ende in ein Quecksilbernäpfchen eintauchen läßt. Wird dieses und das obere Ende der Spirale an die Polklemmen einer Batterie angeschlossen, so beginnt ein Aneinanderrücken der einzelnen Windungen. Da die oberste Windung fest ist, so werden die unteren gehoben, und das Ende des Drahtes wird aus dem Quecksilber herausgezogen. Dadurch wird aber der Strom unterbrochen; die Kraftlinien und ihre Zugkräfte verschwinden; die einzelnen Windungen folgen der Schwere und das Drahtende taucht wieder ein. Von neuem beginnt das Stromphänomen und das Zusammendrücken der Feder usf. Es entsteht ein kontinuierliches Auf- und Abwippen des Federendes, begleitet von dem rhythmischen Geknatter lebhaft glänzender Öffnungsfunken (Roget's zuckende Spirale).

Von der verkettenden Wirkung der durch das Innere hindurchgehenden Kraftlinien kann man bei folgendem einfachen Versuche eine recht anschauliche Vorstellung bekommen: An einer horizontalen Holzleiste sind seitlich in der Mitte durchbohrte, kleine, flache Magnetchen mittels Nadeln in der Vertikalebene frei beweglich befestigt. (Soll der Versuch in der Projektion oder im Schattenrisse gezeigt werden, so versieht man die Enden der Magnetstäbchen mit rot und blau gefärbten Zelluloidscheibchen, welche ihre Pole bezeichnen). Die Magnetchen hängen zunächst mit ihren magnetischen Achsenrichtungen wirr durcheinander. Schiebt man aber von der Seite her ein stromdurchflossenes Solenoid darüber, so ordnen sich die Magnete der Polarität des letzteren entsprechend. Würde man also ein Stück weichen Eisens in das Innenfeld bringen, so würden sich nach § 38 S. 41 die Molekularmagnete in demselben aneinander schließen, wie es Fig. 27 S. 41 schematisch darstellt, das Eisen würde „magnetisiert" werden und zwar augenscheinlich äußerst gleichmäßig.

Daß die Solenoide alle Eigentümlichkeiten elektromagnetischer Wechselwirkung zeigen, wie sie oben für die Stromspulen geschildert wurden, folgt unmittelbar aus der Gestaltung ihres Kraftfeldes. Sie verhalten sich diesem zufolge wie langgestreckte Magnete.

So groß die Ähnlichkeit zwischen Solenoiden und Magneten von derselben äußeren Form auch ist, so besteht doch zwischen ihnen ein sehr wesentlicher Unterschied; derselbe ist auf den schon im vorigen Kapitel § 124 S. 186 hervorgehobenen Unterschied in den räumlichen Zusammenhängen von Stromfeldern und Magnetfeldern zurückzuführen. Bei den Stahlmagneten können wir den Kraftlinienverlauf nicht mehr in das Innere hinein direkt verfolgen, wir vermuten nur, daß er von den Molekularmagneten aufgenommen und weitergegeben wird. Bei den Solenoiden können wir den Kraftlinienverlauf ungestört durch das ganze Innere hindurch verfolgen; wir treffen hier überall dasselbe Medium mit derselben Permeabilität wie im Außenraume an und können, den Kraftlinien folgend, vollständig durch den Feldträger von einer Seite zur anderen hindurchwandern, ohne auf Flächen zu stoßen, an denen Medien ganz verschiedener magnetischer Beschaffenheit aneinander grenzen.

Außerdem haben die Solenoide vor den Stabmagneten noch den wesentlichen Vorteil voraus, daß man sie ohne weiteres in die verschiedensten Formen bringen und damit ihr Feld leicht abändern kann. Wir wollen hier nur den für spätere Betrachtungen wichtigsten Fall ins Auge fassen, daß die Solenoidachse zu einem Kreise zusammengebogen wird, so daß die beiden Solenoidenden unmittelbar aufeinander liegen, und die Zuleitungen dicht nebeneinander verlaufen. Alsdann ergießt sich der Kraftlinienstrom, der aus dem nordpolaren Ende des Solenoides heraustritt, unmittelbar in die Sinkstelle der südpolaren Region hinein, von der er aufgenommen und durch das Innere des Solenoides hindurch weitergeleitet wird. Es entsteht so ein im Inneren des Solenoides vollkommen geschlossener, in sich zurücklaufender Kraftlinienstrom; nur wenige Kraftlinien treten auf kurze Strecken zwischen den einzelnen Windungen nach

außen heraus. Man kann sich leicht hiervon überzeugen, wenn man das in sich zurücklaufende Solenoid von Osten oder Westen her einer Deklinationsnadel, mit den vereinigten Enden voran, nähert: die Nadel zeigt nur eine geringe Beeinflussung an; nimmt man dagegen ein Solenoidende weg, während man das andere an seiner Stelle beläßt, so schlägt die Nadel um, weil sie jetzt von dem frei gewordenen Kraftlinienstrome getroffen wird. Wir treffen hier zum ersten Male auf ein magnetisches Gebilde, was nur eine geringe „Kraftlinienstreuung“ hat und darum nach außen hin nur sehr wenig wirkt, wiewohl in seinem Inneren sehr kräftige Kraftlinienströmungen bestehen können.

127. Stromspiralen. — Man steigert die Wirkungen der Solenoide erheblich, wenn man eine größere Anzahl Kraftlinien in ihnen zusammenschnürt, d. h. wenn man größere und immer größere Längen des Stromträgers in ihnen vereinigt. Dadurch werden auch noch die kleinen Unregelmäßigkeiten am Rande ausgeglichen, welche sich bei offenen Solenoiden in einem teilweisen Herausquellen von Kraftlinien (vgl. Fig. 105), einem sog. „Streuen“ derselben geltend machen.

Wir wollen diese dichten Solenoide, bei denen sich Windung an Windung eines isolierten Drahtes in mehreren Lagen legt, eine „Stromspirale“ nennen.

Bei ihnen müssen sich ähnliche Erscheinungen wie bei den Solenoiden ergeben, nur in noch gesteigertem Maße, dem größeren Reichtume an Kraftlinien entsprechend. So ist auch für Stromspiralen das Hervorquellen und Divergieren von Kraftlinien an einem Ende (N) und das Konvergieren und Einlaufen am anderen Ende (S), sowie die Ausbildung eines kräftigen homogenen Feldes im Inneren besonders charakteristisch; die Polaritäten sind hier ebenso wie bei den Spulen und Solenoiden durch die Umkreisungsrichtung des Stromes nach der bereits S. 172 oder S. 190 erwähnten Regel gegeben.

Fig. 106 zeigt eine zur Herstellung des Kraftfeldes geeignete Anordnung von oben gesehen: Auf einem mit Rand und Füßen versehenen Grundbrette $A\,A$

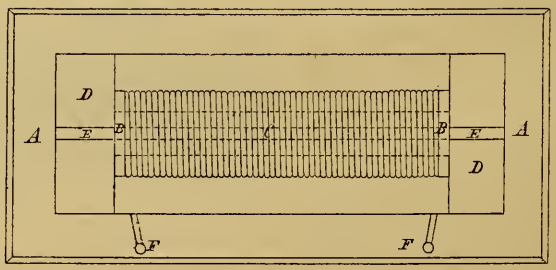


Fig. 106.

erheben sich die beiden Träger $B\,B$, in deren obere Hälften zwei kreisförmige Löcher von 2,5 cm Durchmesser in gleicher Höhe über $A\,A$ eingeschnitten sind. In diese Löcher ist eine Pappröhre C von etwa 2 mm Wandstärke (in der Figur durch gestrichelte Längslinien angedeutet) eingeleimt. Auf diese Röhre sind die Windungen des isolierten Kupferdrahtes gewickelt. Bei dem Apparate, mit Hilfe dessen die Figuren 107—110 hergestellt sind, war 1 mm-Draht in fünf Lagen von je 100 Windungen aufgewickelt, so daß die gesamte Windungszahl

500 und die Windungszahl der 18 cm langen Spirale pro Längeneinheit rund 28 war. Bei FF kommen die Drahtenden heraus.

Die untere Hälfte der Pappröhre C ist mit Holz ausgelegt; in ihrer Achsenhöhe sind an den Trägern BB Holztischchen DD angeleimt, welche sich in ihrer Oberfläche mit der Holzauskleidung im Inneren vergleichen; außen laufen Holzleisten in gleicher Höhe an der Spirale entlang. Auf den so gebildeten Tisch werden die Kartonblätter gelegt, welche geeignete Ausschnitte für die Windungslagen erhalten, so daß sie tief in das Innere und am Außenrande entlang geschoben werden können.

In DD und den inneren Halbzylinder ist eine Nut EE zum Einlegen von Magnet- oder Eisenstäben von quadratischem Querschnitte eingeschnitten.

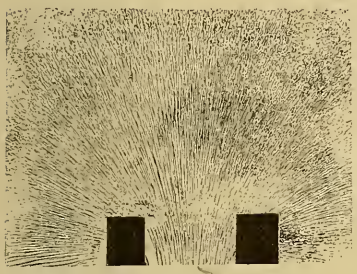


Fig. 107.

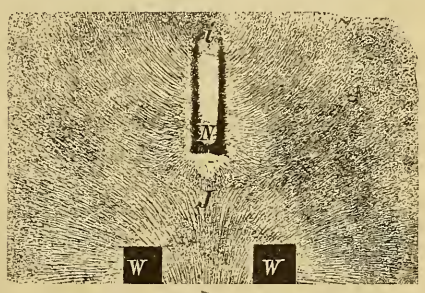


Fig. 108.

Fig. 107 zeigt das Hervorquellen der Kraftlinien aus dem Ende einer Stromspirale; von unten her ragen in das Bild noch die Querschnitte der Windungslagen hinein. Dieselben reichen nicht ganz bis vorn, sie sind ja durch das Brett B, Fig. 106, von der Vorderfläche des Apparates getrennt. Im Inneren ist das Feld homogen. Dort, wo unten die Kraftlinien auf dem Bilde erscheinen, beginnen sie schon zu divergieren. An den Enden der durch die schwarzen Rechtecke bezeichneten Spirale liegen keine Stromwindungen mehr. Daher dringen die Kraftlinien hier ungehindert durch, und ihre regelmäßigen Fortsetzungen erscheinen außerhalb der Spirale. Man sieht, wie der kräftige, aus dem Inneren hervordringende Kraftlinienstrom sich vor der Mündung allseitig deltaartig verbreitet.

In dieses Feld vor den Spiralenpolen wollen wir einerseits Massen einführen, welche selbst Kraftlinien entsenden, andererseits solche, die sich durch besonders hohe Permeabilität vor ihrer Umgebung auszeichnen.

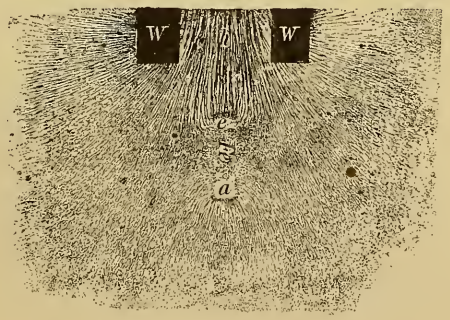


Fig. 109.

Legen wir in die Rinne E des Apparates Fig. 106 einen Magnetstab so ein, daß er seinen dem Spiralenpole gleichnamigen Pol diesem zuwendet, so wird der zwischen den Windungen WW, Fig. 108, hervortretende Kraftlinienstrom abgelenkt; er umgeht das Hindernis der ihm von N her entgegendrängenden Linien. Wie die Stromfäden zweier benachbarter Quellen, welche ihr Wasser gegeneinander senden, biegen die zwischen WW herauskommenden

Linien den von N herkommenden aus, um erst viel später hinter der Indifferenzzone i des Magneten dem Südpole desselben (außerhalb der Figur) zuzuströmen. Vor der Spirale entsteht auf diese Weise ein Indifferenzpunkt J, ein räumlich eng begrenztes Astasierungsgebiet. Ist der Magnet beweglich, so wird er von dem Spiralenpole durch den Kraftliniendruck in axialer Richtung weggedrängt; hält man ihn fest, so kann man mit ihm die Stromspirale, wenn sie beweglich ist, in umgekehrter Richtung verschieben.

Ist der ungleichnamige Pol des Magneten der Mündung WW zugekehrt, so tritt das Umgekehrte ein. Man erhält ein Bild, welches dem der Fig. 109 ähnlich ist. Die aus dem Spiralenende austretenden Kraftlinien strömen in die dargebotene Sinkstelle des Magneten ein. Der Kraftlinienzug würde den Magneten in das Innere der Stromspirale hineinziehen, oder wenn dieser festgehalten wird, die Spirale über den Magneten zu schieben suchen.

Da das Eisen Kraftlinien sammelt, so entsteht beim Vorlegen eines Eisenstückes ea Fig. 109 immer an dem der Spirale zugekehrten Ende eine Sinkstelle; das Eisen wird dahin gezogen, wo die Kraftlinien am dichtesten verlaufen, also von außen in das Innere der Spirale hinein, unabhängig von der Stromrichtung. Hierauf beruht die große Verwendbarkeit dieser Erscheinung, z. B. bei der Regulierung von Bogenlampen.

Ist die Spirale hinreichend lang, so verlieren sich bald die Wirkungen der freien Enden auf das Innere, in demselben verlaufen die Kraftlinien untereinander genau parallel, wovon man sich überzeugt, indem man einen nach § 9, Nr. 3, S. 8 mit Paraffin überzogenen, mit Feilicht bestreuten Streifen Kartonpapier oder eine ähnlich behandelte schmale Glasplatte in das Spuleninnere einschiebt. Nach einiger Zeit wird die Spule bei fortgesetztem Stromdurchgange heiß, das Paraffin erweicht und die Eisenteilchen ordnen sich; nach dem Erkalten zieht man das fertige Feilichtbild heraus.

Noch in einer anderen, sehr instruktiven Weise kann man die richtende Kraft, welche in dem homogenen Inneren von Stromspiralen auf Eisenteilchen ausgeübt wird, einem größeren Kreise veranschaulichen: Auf einem kurzen weiten Glaszylinder, der an den Enden durch aufzuschraubende Deckgläser geschlossen werden kann (wie er etwa zur Untersuchung der Drehung der Polarisationsebene bei Zuckerbestimmungen benutzt wird), sind mehrere Lagen eines dicken Leitungsdrahtes aufgewunden. In ihn füllt man ein Gemisch aus Glyzerin und Eisenfeilspänen und stellt ihn vor der Projektionslampe in die Achse des austretenden Strahlenkegels. Das Bild des Röhrenquerschnittes erscheint zunächst dunkel, weil die Eisenteilchen durcheinander liegen. Schickt man aber einen kräftigen Strom durch die Spirale, so ordnen sie sich in axiale Ketten und die Röhre wird durchsichtig.

128. Begriff der Ampèrewindungszahl. — In § 125 S. 189 wurde gezeigt und durch die Formel (35) daselbst zum Ausdruck gebracht, daß die Feldkraft im Inneren einer stromdurchflossenen Spule einerseits von der Stromstärke I, andererseits von der Anzahl z der Windungen abhängig, und zwar beiden Größen direkt proportional ist. Wird die Stromstärke in Ampères gemessen, wie hier überall vorausgesetzt werden möge, so kann man sagen: Die Feldkraft einer stromdurchflossenen Spule ist durch ihre „Ampèrewindungszahl“ Iz bestimmt.

Dieser Begriff der Ampèrewindungszahl — abgekürzt geschrieben: A.W. — spielt in der Technik bei der Berechnung der Elektromotoren, Dynamomaschinen und Transformatoren eine überaus wichtige Rolle; wir werden ihn bei der Betrachtung der magnetischen Kreise fortwährend benutzen müssen.

So war z. B. nach der Schlußbemerkung des § 125 S. 191 das Linienintegral der magnetischen Kraft längs einer beliebigen Linie, welche einmal vollkommen um die Windungen der Spule herumgeht, durch den Ausdruck

$\frac{4\pi}{10} z I$ (I in Ampères ausgedrückt) gegeben; derselbe ist also gleich $\frac{4\pi}{10}$ A.W. = 1,2566 A.W.

Bei einer Stromspirale legt sich Windung neben Windung auf eine größere Länge hin; der Kraftlinienstrom wird durch alle folgenden Windungen immer weiter geleitet, es entsteht ein Gebilde, welches in magnetischer Hinsicht wie ein einziger Leiter wirkt, von der Form einer von Strömen gleichförmig durchflossenen Fläche, die zu einem Rohre zusammengebogen ist; ihre Gesamtstromstärke ist dabei ebensogroß zu denken, wie die Summe aller Ströme in den einzelnen Windungen zusammengenommen. Ist die Spirale genügend lang, so fallen alle Wirkungen der Unregelmäßigkeiten an den Enden auf das Innere weg und das Feld ist hier vollkommen homogen, d. h. der gesamte Kraftfluß (§ 67 S. 84) ist durch jeden Querschnitt hindurch der gleiche. Die Größe desselben muß daher durch die Ampèrewindungszahl bestimmt sein, welche sich an jeder Stelle findet und die überall längs der ganzen gleichmäßig bewickelten Spirale die gleiche ist. Man hat sie auf die Längeneinheit der Spirale bezogen und spricht in diesem Sinne von der „Ampèrewindungszahl pro Längeneinheit". Hat also die Spirale im Ganzen Z einzelne Windungen, und beträgt ihre Länge l cm, so ist die

$$\frac{\text{A.W.}}{\text{cm}} = \frac{Z}{l} I.$$

Die Feldkraft im Inneren einer Spirale ist

$$\mathfrak{H}_I = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{Z}{l} \cdot I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

an den Enden ist

$$\mathfrak{H}'_I = \frac{2\pi}{10} \cdot \frac{Z}{l} \cdot I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36\,a)$$

Dadurch daß man einerseits die Windungszahl Z, andererseits die Stromstärke I steigert, kann man im Inneren einer Stromspirale überaus kräftige Felder erzeugen.

Bei der kleinen Spirale Fig. 106 z. B., bei welcher die A.W./cm rund 28 war, hat man bei 20 Ampère Stromstärke, welche bei der Herstellung der Kraftlinienbilder gelegentlich benutzt wurde, im Inneren der Spirale eine Feldstärke von rund 700 Einheiten. Ein Einheitspol würde in der Spirale also mit einer Kraft von 700 Dyne angefaßt werden, die etwa dem Drucke von 7 dcg auf ihre Unterlage entspricht. 700 Kraftlinien gehen durch den Quadratcentimeter Querschnittsfläche im Inneren der Spirale. Im erdmagnetischen Felde kam auf je 2 cm² Fläche eine Kraftlinie, unser Feld ist also ca. 1400 mal stärker als das der Erde im mittleren Europa.

Mit der großen Feldkraft im Inneren von Stromspiralen hängt es zusammen, daß die in § 127 erwähnten und durch die Figuren 108 und 109 erläuterten ponderomotorischen Bewegungsantriebe auf Magnete und weiches Eisen hier sehr gesteigert werden können; sie alle sind durch die A.W./cm bestimmt.

Hat die Spirale einen Querschnitt von Q cm², so ist die gesamte Kraftlinienzahl, die sie in ihrem (homogenen) Inneren umschließt, $Q \cdot \mathfrak{H}_1$, oder $Q \frac{4\pi}{10}$ A.W./cm.

Die strenge Ableitung der Formeln (36) würde an dieser Stelle zu weit führen. Daß bei $\mathfrak{H}_I$ der Faktor 4π vortritt im Gegensatze zur Formel (35), wo 2π eintritt, kann man sich etwa in der Weise plausibel machen, daß an den Enden jeder Spirale gewissermaßen zwei Spulen vorhanden sind, deren Kraftlinienstrom sich in bezug auf jeden Punkt im Inneren addiert. Daher dann auch der Faktor 2π für die Enden, dort wo nur eine Spule wirksam ist. Zu beachten ist aber, daß der Radius der Spirale nicht mehr vorkommt, daß also bei einer Spirale (die sehr lang ist im Vergleiche zu ihren Querdimensionen) die Feldkraft im Inneren nicht mehr von der Größe ihres Querschnittes, auch nicht von dessen Gestalt, sondern nur noch von ihrer A.W./cm abhängt.

Würde man eine lange Spirale zu einem vollkommenen Ringe zusammenbiegen, wie dies in § 126 S. 193 unten für ein Solenoid geschildert wurde, so würde der gesamte Kraftlinienstrom nur im Inneren verlaufen, es würde dann für jede Achsenstelle sein:

$$\mathfrak{H}_I = \frac{4\pi}{10} \text{ A.W./cm} = 1{,}2566 \text{ A.W./cm} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36\,b)$$

An der Innenseite des so gebildeten Ringes würde die Kraftlinienzahl pro cm² im Inneren größer sein, weil hier die Windungen dichter zusammengedrängt sind als auf der Außenseite. Das Feld ist hier also nicht mehr streng homogen, sondern nimmt im Inneren des geschlossenen Ringes selbst nach innen zu.

Das Linienintegral um den ganzen Ring herum ist auch hier gleich

$$\frac{4\pi}{10} Z I = 1{,}2566 \text{ A.W.}$$

da sich beim Multiplizieren mit der Länge l diese Größe im Zähler und Nenner weghebt vgl. Formel (36).

129. Magnetisierungsspiralen. — Die homogenen sehr kräftigen Innenfelder langer Stromspiralen benutzt man zum Magnetisieren von Stahlstäben. Dies ist eine viel wirksamere Art der Magnetisierung als die § 19 S. 14 besprochenen Strichmethoden, denn man verfügt hier über viel dichtere Kraftlinienbündel und kann daher eine größere Anzahl Kraftlinien in den Stahl hinein bringen. Wenn die Spirale länger als der zu magnetisierende Stahlstab ist, so ist ferner die magnetische Kraft längs desselben überall die gleiche, es wird daher eine sehr gleichförmige Ausmagnetisierung erzielt.

Fig. 110.

Die richtende Kraft, welche dabei auf die Molekularmagnete ausgeübt wird, wurde durch den bereits S. 193 beschriebenen Versuch mit dem Solenoide veranschaulicht, der gewissermaßen einen Einblick in den Magnetisierungsprozeß selbst gewährte.

Um den hierbei statthabenden Kraftlinienverlauf überblicken zu können, legt man in die Mitte der Rinne EE des Apparates Fig. 106 ein kurzes Eisenstückchen und auf dieses einen mit Paraffin bestrichenen Streifen Kartonpapier oder Glas und fixiert in der in § 127 S. 196 angegebenen Weise das Feilichtbild, Fig. 110. Der Verlauf der Kraftlinien ist analog demjenigen in Fig. 23 S. 38 und erläutert die hohe Permeabilität des weichen Eisens, das

Zusammendrängen der Kraftlinien und den Unterschied der Größen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$ (vgl. § 52 S. 61 ebenso die Fig. 24 S. 38) recht augenfällig. Das weiche Eisen sammelt in dem Inneren der Stromspirale Kraftlinien.

Den Vorgang bei der Magnetisierung selbst erläutert der folgende Versuch recht gut (vgl. dabei das in § 20 S. 15 darüber Gesagte): Eine unten und oben durch einen Stopfen geschlossene Glasröhre ist mit Eisenfeilicht locker gefüllt. Man überzeugt sich zunächst an einer Deklinationsnadel, daß die Eisensäule keine eigene Polarität hat, sondern daß jedes Nadelende von beiden Enden der Feilichtsäule festgehalten wird (vgl. § 36 S. 39). Legt man jetzt die Röhre in eine kräftige Magnetisierungsspirale ein und zieht sie nach mehrfachem Stromschluß aus dieser wieder vorsichtig heraus, so zeigt sich die Säule bei Annäherung an die Magnetnadel deutlich längs magnetisiert und wie ein Stabmagnet an einem Ende mit einem Nordpole am anderen mit einem Südpole ausgerüstet. Schüttelt man jetzt das Eisenfeilicht kräftig durch, so verschwindet in dem Maße, wie die Ketten aneinander gereihter kleinster Magnetchen zerfallen und in Unordnung geraten, der Magnetismus der ganzen Masse wieder.

Beim Magnetisieren eines zuvor gut gehärteten Stahlstabes in einer Stromspirale lockert man durch fortgesetztes Klopfen mit einem Holzhammer den molekularen Verband der einzelnen Teilchen nach Möglichkeit, damit sich die Molekularmagnete gut unter der Wirkung der magnetisierenden Kraft einstellen können (vgl. § 38 S. 41). Ist der Stab zu kurz, so daß dieses Klopfen unmöglich ist, während der Stab im homogenen Innenfelde der Magnetisierungsspirale liegt, so öffnet und schließt man den Strom einigemale hintereinander. Es ist zu beachten, daß an dem Ende, an welchem von außen gesehen der Strom in der Uhrzeigerrichtung umläuft, der Südpol des Magneten entsteht, am anderen der Nordpol.

130. Der Wiedemanneffekt. — Beim Magnetisieren erfährt der magnetisierte Körper kleine Längenänderungen; überhaupt sind mit den Magnetisierungsprozessen entsprechend den molekularen Umlagerungen, welche dieselben begleiten, Deformationen verbunden, welche mit den elastischen Deformationen nahe zusammenhängen. Dieser Zusammenhang ist namentlich von G. Wiedemann genauer untersucht worden.[1] Aus der großen Gruppe hierher gehöriger Einzelerscheinungen wollen wir nur ein einziges Beispiel herausgreifen, welches deshalb von besonderer Bedeutung ist, weil es auf die bereits in § 123 S. 181 besprochenen Symmetrieverhältnisse in einem Magnetfelde Licht wirft. Stellt man eine lange Magnetisierungsspirale mit nicht zu starkem Innenfelde (etwa 100 Kraftlinien pro cm^2) vertikal auf und hängt man in ihre Achse einen etwa millimeterdicken Draht aus weichem, ausgeglühten Eisen, der durch ein angehängtes Gewicht gestreckt wird, so hat man eine Anordnung vor sich, die um die vertikale Mittelachse herum vollkommen symmetrisch ist. Leitet man

[1] Vgl. hierüber in dem großen Handbuche des genannten Forschers „Die Lehre von der Elektrizität", das gewissermaßen das Fundament der ganzen Wissenschaft von der Elektrizität und für die älteren Arbeiten eine Fundgrube von unschätzbarem Werte darstellt, in der 2. Auflage im III. Bande (1895) die §§ 957 S. 740 bis 1068 S. 819, woselbst auch die gesamte, sehr umfangreiche Literatur bis zum Jahre 1894 angegeben ist. Für das Folgende kommt namentlich § 1033 S. 797 in Betracht.

aber einen elektrischen Strom von 2—5 Ampères durch den Draht, so tritt eine Dissymmetrie vom Charakter eines Tangentialschubes in einem bestimmten Richtungssinne auf: der Draht tordiert sich. Dieses von G. Wiedemann entdeckte und näher untersuchte Phänomen deutet in gewissem Sinne wiederum auf den axialen Charakter der Magnetkraftlinien (vgl. § 123 S. 181) hin, denen der stromtragende Draht entlang läuft und von denen sich ein Teil in ihm wegen der höheren Permeabilität seines Materiales verdichtet.

Bei Anstellung des Versuches läßt man etwa das untere Ende des Eisendrahtes, der durch ein streckendes Bleigewicht hindurchgezogen ist, in ein Quecksilbernäpfchen eintauchen; hier bringt man einen Spiegel an. Läßt man auf diesen das aus einer Projektionslampe kommende Strahlenbündel fallen, so kann man die (kleinen) Drehungen des unteren Drahtendes auf einem entfernten Schirme deutlich sehen. Der Sinn der Drehung wechselt sowohl mit der Stromrichtung im Drahte wie mit dem Richtungssinne der Kraftlinien in der Magnetisierungsspirale.

Sehr instruktiv ist es, die Kombination der beiden in Wechselwirkung tretenden Felder in einer zur Spiralenachse senkrechten, also in unserem Falle horizontalen Ebene für einen gegebenen Fall der Torsion des Drahtes am Feilichtbilde zu studieren. Zu diesem Zwecke setzt man in das Spiraleninnere eine in der Mitte durchbohrte kreisförmige Platte ein, die, wie in § 9 S. 8 angegeben ist, mit einer dünnen Paraffinschicht bedeckt und (nicht zu dicht) mit Eisenfeilicht bestreut ist; durch sie zieht man den Eisendraht hindurch. Schließt man den Strom im Drahte allein, so erhält man beim Klopfen an der Platte das gewöhnliche konzentrische Ringsystem Fig. 48 S. 107. Schließt man den Strom, der die Spirale speist, allein, so stellen sich die Feilichtteilchen wie kleine Bäumchen vertikal in die Höhe, da alle Magnetkraftlinien senkrecht zur Platte verlaufen. Rings um den Draht herum ist alles symmetrisch. Schließt man jetzt aber den Strom auch im Drahte, so macht sich eine Asymmetrie in dem Sinne geltend, daß die vertikalen Magnetlinien in dem Sinne der Stromkraftlinien vorangeschoben werden und zwar um so stärker, je näher sie zur Drahtoberfläche stehen. Da das Spulenfeld viel kräftiger als das Stromfeld ist, so bleiben die Teilchen nach wie vor vertikal stehen. Klopft man aber, so kann man bei starken Kräften und völlig ebener Unterlage das Wandern der Teilchen in dem genannten Sinne beobachten. Schwächt man das Spulenfeld allmählich bis zum Nullwerte seiner Intensität, so legen sich die Teilchen nieder, erscheinen jetzt aber nicht mehr zu den konzentrischen Ringlinien zusammengeschlossen, sondern zu Spirallinien vereinigt, welche von außen her von allen Seiten schräg an den Draht herantreten.

Das interessante Feilichtbild kann man durch Erwärmen der Paraffinschicht fixieren. Reicht dazu die von der Spirale selbst bei längerem Stromdurchgange entwickelte Wärme nicht aus, so läßt man die warmen Flammengase eines Brenners von unten her in dem Spiraleninneren aufsteigen. Erinnert man sich daran, daß nach § 90 S. 125 die magnetische Kraft des Stromes in der Leiteroberfläche selbst am stärksten ist, so erkennt man, daß sich hier dieser tangentiale Schub so steigern kann, daß das ganze Drahtmaterial eine elastische Drillung erfährt. Vergleicht man das Kraftlinienbild mit der beobachteten Torsion in allen einzelnen Fällen, so findet man überall die Vermutung bestätigt, daß die genannte Asymmetrie in dem bezeichneten Sinne das Phänomen bedingt.

131. Elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes. — Noch in einer ganz anderen Weise tut sich der axiale Charakter im Inneren einer stromdurchflossenen Spirale kund; die molekularen Drehbewegungen, welche wir uns den Betrachtungen der §§ 122 und 123 S. 177 und 181 zufolge in den kleinsten Teilchen eines magnetisierten Mediums vor sich gehend zu denken haben,

äußern ihre Wirkung auch auf den Lichtstrahl, der durch das Medium, den Kraftlinien entlang laufend, hindurch gesendet wird.

Um sich zunächst zu vergegenwärtigen, wie diese Drehbewegungen im vorliegenden Falle verlaufen, empfiehlt es sich ein Kraftröhrenmodell der Stromspirale herzustellen nach Art der in § 123 S. 184.

Aus dickem Kupferdrahte wird eine lange Spirale gewickelt und auf dieser durch rote Pfeile die Stromrichtung angedeutet. Durch das Innere zieht man eine Reihe von Kraftröhrenmodellen, Fig. 97 S. 183, die man außen in sich schließt (§ 123), so hindurch, daß die den magnetischen Kräften entsprechenden Drehbewegungen der Kraftlinienrichtung entsprechen. Man bemerkt, daß diese Drehungen im gleichen Sinne erfolgen, wie der Strom die Spirale umkreist.

Ein solches Modell ist den üblich gewordenen Walzen mit aufgezeichneten Pfeilen vorzuziehen.

Das Modell entspricht in seinem Kraftlinienverlaufe vollkommen der Magnetröhre Fig. 100 S. 184.

Ferner sei aus der Optik hier kurz daran erinnert, daß die Beugungserscheinungen darauf hinweisen, daß das Licht in einer Wellenbewegung besteht, und daß diese Erscheinungen gestatten, die Wellenlänge der periodischen Zustandsänderungen, die unser Auge als Licht empfindet, zu messen.

Die Polarisationserscheinungen lehren weiter, daß das Licht transversaler Natur sein müsse, d. h. daß die genannten Zustandsänderungen periodische Änderungen nach Richtungen erfahren müssen, die senkrecht stehen zur Fortpflanzungsrichtung des Lichtes selbst. Hier sind nun wieder verschiedene Fälle möglich. Entweder beschreiben die das Licht bedingenden Teilchen in den verschiedenen senkrecht zur Strahlrichtung stehenden Ebenen ganz verschiedene, unregelmäßige und von Stelle zu Stelle wechselnde Bahnen: gewöhnliches oder gemeines Licht, oder aber die Bahnen sind regelmäßige, für alle Teilchen dieselben: polarisiertes Licht. Je nach der Gestalt der Bahnen unterscheidet man wieder elliptisch, zirkular und geradlinig polarisiertes Licht. Geradlinig polarisiertes Licht ist solches, bei dem die Bahnrichtungen der Teilchen alle in eine durch die Strahlrichtung selbst gehende Ebene fallen. Man erhält solches geradlinig polarisiertes Licht z. B., wenn man gewöhnliches Licht durch ein sog. Nicol'sches Kalkspatprisma hindurch fallen läßt. Ein zweites solches Nicol'sches Prisma läßt dann das durch das erste polarisierte Licht nur dann (nahezu) vollkommen durch, wenn seine „Polarisationsebene" derjenigen des ersten Nicol's parallel liegt. Dreht man es, bis beide Ebenen senkrecht zueinander stehen, so erlöscht das Licht für das durch beide Prismen blickende Auge vollkommen. Bringt man zwischen die in dieser Weise „gekreuzten Nicols" eine zur Hauptachse senkrecht aus einem Bergkristalle ausgeschnittene Quarzplatte oder eine in einem Glastroge enthaltene Zuckerlösung, so hellt sich das Gesichtsfeld wieder auf (bei Anwendung weißen Lichtes in einem farbigen Mischlichte): die Polarisationsebene ist um einen gewissen Winkel gedreht worden, so daß nun das zweite Nicol wieder einen Teil des Lichtes hindurchläßt. Dieser „natürlichen" Drehung der Polarisationsebene steht die von Faraday entdeckte „elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene" gegenüber.

Wird zwischen zwei gekreuzte Nicolsche Prismen eine an den Enden durch ebene zur Achse senkrechte Flächen begrenzte Säule aus Glas (für den Versuch eignet sich am besten ein schweres Flintglas) gebracht, so tritt keine Aufhellung des Gesichtsfeldes ein; das Glas an sich dreht die Polarisationsebene nicht. Legt man aber die Glassäule in eine Magnetisierungsspirale ein und magnetisiert sie, so tritt eine Aufhellung des Gesichtsfeldes wie bei einem natürlich drehenden Körper ein. Alle Körper zeigen diese Eigenschaft die Polarisationsebene zu drehen, wenn sich magnetische Kraftlinien

durch sie hindurch spannen, auch die Gase, falls sie nur genügend dicht sind.

Dieses Phänomen war der Ausgangspunkt der in § 122 S. 178 erwähnten Schlüsse von W. Thomson und Maxwell über die Existenz von Drehbewegungen im Felde.

Ein sehr wesentlicher Unterschied zwischen natürlicher und elektromagnetischer Drehung besteht freilich. Sendet man bei einem natürlich drehenden Körper den ankommenden Lichtstrahl durch denselben zurück, indem man hinter dem Körper einen Spiegel anbringt, so erweist sich die Drehung als aufgehoben; bei der elektromagnetischen Drehung wird der Drehungswinkel in diesem Falle verdoppelt. Im ersteren Falle sind es die einzelnen Moleküle, welche durch eine Asymmetrie in ihrem Aufbaue die Drehung bedingen; sie wirken im gleichen Sinne auf jeden ihnen entgegentretenden polarisierten Strahl ein, heben also die Wirkungen eines hingehenden und eines zurückgehenden Strahles gegeneinander auf. Bei der elektromagnetischen Drehung ist es das Medium selbst und eine Asymmetrie, welche, — durch den Strom bedingt —, gegenüber dem Außenraume gleichsinnig bleibt, welche die Drehung der Polarisationsebene bedingt; diese wird in dem zurückgehenden Strahle in demselben Sinne weiter gedreht wie in dem ankommenden, die Drehungen addieren sich also.

132. Ampèremeter. — Die Kraftfelder der Stromspulen und Stromspiralen spielen bei allen auf dem Prinzipe elektromagnetischer Wechselwirkung beruhenden, die elektrische Stromstärke messenden Instrumenten eine hervorragende Rolle. Da nach § 128 S. 196 diese Wirkungen sämtlich der Ampèrewindungszahl proportional sind, so sind sie bei gegebener Spule oder Spirale auch der Stromstärke selbst direkt proportional und können daher zur Messung derselben dienen.

Wir betrachten zunächst die „Starkstrommeßinstrumente", wie sie in der Technik in unzähligen Formen und Exemplaren verwendet werden zur Messung starker Ströme. Höchste Ökonomie, d. h. größte Einfachheit bei vollster Zweckmäßigkeit und minimalstem Stromverbrauche ist bei diesen als Massenartikel zu fabrizierenden Instrumenten oberstes Konstruktionsprinzip. Dabei sollen sie möglichst unempfindlich gegen äußere Störungen, die im Betriebe niemals zu vermeiden sind, sowie möglichst einfach zu montieren sein. Wir greifen nur einige wenige Typen, die in Deutschland vornehmlich verbreitet sind, heraus.

Das Ampèremeter Fig. 111 (System Hummel) besteht aus einer in die Leitung einzuschaltenden dickdrahtigen Spule, in deren Inneren ein Zeiger, der unten ein Stückchen Eisenblech trägt, um eine etwas exzentrisch stehende Achse drehbar angebracht ist. Geht Strom durch die Spule, so ziehen die Kraftlinien das Eisenblech näher an die Spulenwindungen heran vgl. § 125 S. 189 unten.

Bei dem Ampèremeter Fig. 112 (System Uppenborn) werden zwei Eisenblechstücke innerhalb einer Spule gleichsinnig magnetisiert, so daß sie sich gegenseitig abstoßen; ein Laufgewicht unten gestattet Empfindlichkeit und Einstellung geeignet einzuregulieren.

In dem Ampèremeter Fig. 113 (System Siemens u. Halske) ist eine offene Spirale verwendet, in die ein gebogenes Eisendraht-

stück hineingezogen wird; auch hier dient ein Laufgewichtchen zur Adjustierung des Instrumentes. Auf demselben Prinzipe beruhen die Federampèremeter, welche auch für schwächere Ströme verwendbar gemacht werden können. In der Achse einer auf einem Fuße oder an der Wand in vertikaler Stellung befestigten Spirale ist ein langer Führungsstift befestigt. Über ihn hin kann in das Spiraleninnere ein Hohlzylinder aus dünnem Eisenblech gleiten, welcher oben von

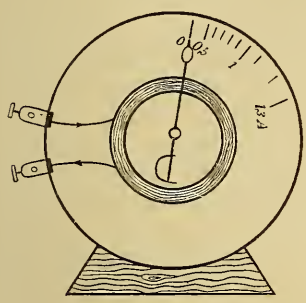


Fig. 111.

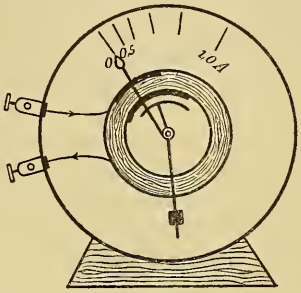


Fig. 112.

einer elastischen Spiralfeder gehalten wird. Ist die Spirale stromlos, so ragt nur das unterste Ende des Eisenzylinders in sie hinein. Wird der Strom geschlossen, so wird der Eisenblechzylinder gegen die Wirkung der Feder in das Innere der Spirale hinabgezogen und zwar um so tiefer, je stärker der Strom ist. Ein mit dem Zylinder verbundener, über einer Skala spielender Zeiger gibt die Stromstärke in Ampères an (Fr. Kohlrausch).

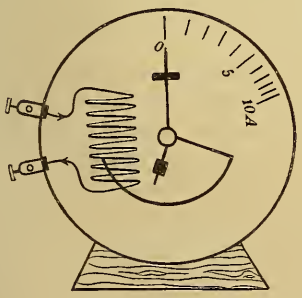


Fig. 113.

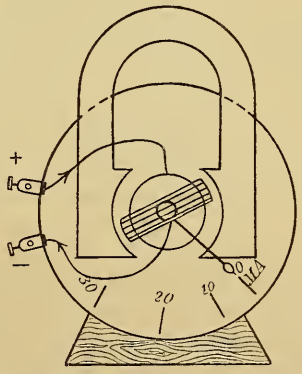


Fig. 114.

Fig. 114 zeigt eine Anordnung (System der Weston-Compagny), bei der eine vom Strome durchflossene Spule zwischen den zylindrisch ausgedrehten Polschuhen eines hufeisenförmigen Stahlmagneten drehbar angeordnet ist; im Inneren ist ein Eisenkern befestigt, um die Kraftlinien zu sammeln. Die Spule dreht sich in dem sehr starken Felde,

welches zwischen dem Kerne und den Polschuhen besteht, auch bei relativ schwachen Strömen, so daß das Instrument auch zum Anzeigen von Tausendsteln des Ampère, von Milliampères (M.A.) dienen kann.

Man sieht, daß alle die genannten Instrumente von äußeren magnetischen Störungen nahezu unabhängig sind, da keines etwa einen beweglichen Dauermagneten enthält. Bei den drei erstgenannten Ampèremetern ist es ferner gleichgültig, in welcher Weise sie in den Stromkreis eingeschaltet werden; ihre Angaben sind von der Stromrichtung unabhängig. Die Skalen aller dieser Instrumente müssen empirisch geeicht werden, indem man etwa eine Tangentenbussole mit in d en Stromkreis einschaltet oder die Stromstärke auf elektrochemischem Wege mittels sog. Voltameter bestimmt. Im allgemeinen wird es sich nicht erreichen lassen, daß die Winkelausschläge des Zeigers eines Ampèremeters der Stromstärke proportional wachsen; die Teilung desselben wird daher nicht äquidistant sein können; die Teilstriche werden entweder bei geringen oder bei großen Stromstärken weiter voneinander abstehen, wie die Figuren 111—114 erkennen lassen; das Instrument zeigt im ersteren Falle die geringeren, im letzteren die größeren Stromstärken genauer an. Man muß sich daher bei Anschaffung eines solchen Instrumentes bezüglich des „Meßbereiches", innerhalb dessen dasselbe hauptsächlich benutzt werden soll, im Klaren sein und diesen der Fabrik, die das Instrument liefern soll, mit angeben.

So einfach alle diese Ampèremeterformen sind, so wichtig ist es doch sich die Konstruktion derselben einmal genauer anzusehen wegen ihrer ungeheuren Verbreitung und ihrer großen Bedeutung in der elektrotechnischen Praxis. Das Hineinsehen in die Konstruktion ist freilich bei den meisten Instrumenten durch die Kapsel, die sie umschließt, sehr erschwert; auch kann man dieselbe nicht öffnen, da sie plombiert ist, und die Fabrik nur so lange die Richtigkeit der Angaben des Instrumentes garantiert, als die Plombe unverletzt ist. Es hat daher M. Th. Edelmann für den Unterricht die wichtigsten Ampèremeterformen durchsichtig hergestellt, so daß man ihre inneren, zwischen zwei Spiegelglasplatten eingeschlossenen Teile sogar projizieren kann (vgl. das bereits oben S. 5 erwähnte illustrierte Preisverzeichnis Nr. 25, 1904).

133. Galvanometer. — Zur Messung schwächerer Ströme dienen die Galvanometer. Dieselben lassen sich, soweit sie auf elektromagnetischem Prinzipe beruhen, in zwei große Gruppen teilen je nachdem der stromführende Teil, die Spulen, fest und der Magnet drehbar beweglich ist, oder umgekehrt die Stromspule drehbar aufgehängt und das Magnetsystem fest aufgestellt ist. Im ersteren Falle dient die erdmagnetische Horizontalkomponente als Richtkraft für den Magneten, welcher durch die Stromspulen um größere oder kleinere Beträge aus seiner Ruhelage abgelenkt wird, je nach der Stromstärke; bei den Galvanometern der zweiten Art, den „Drehspulengalvanometern" dient als rücktreibende Kraft die elastische Torsion eines dünnen Metallbandes oder einer Metallfeder, an der das Spulenrähmchen aufgehängt ist und die zugleich die Stromzuleitung besorgt. Die Instrumente der ersten Art sind allen äußeren magnetischen Störungen, welche den Verlauf der an das Instrument herantretenden erdmagnetischen Kraftlinien beeinflussen, unterworfen; bei denen der

zweiten Art kann man so starke Feldmagnete verwenden, daß äußere magnetische Wirkungen vollkommen unmerklich werden. In § 37 S. 40 wurde aber bereits erwähnt, daß man in neuester Zeit die empfindlichsten Galvanometer der ersten Art durch eine Panzerung aus weichstem Eisen vor diesen störenden äußeren magnetischen Kräften zu schützen sucht. Der Eisenpanzer darf dabei natürlich keine Spur von Eigenmagnetismus besitzen.

Da die Starkstromtechnik mit ihren Licht- und Kraftkabeln die größeren Verkehrszentren immer mehr einspinnt, so gibt es in größeren Städten kaum mehr Punkte, die von magnetischen Störungen frei wären, ganz abgesehen von den störenden Eisenmassen, die in jedem modernen Gebäude vorhanden sind, deren Eigenmagnetismus mit der Temperatur sich ändert. Daher finden die Spulengalvanometer allmählich immer weitere Verbreitung.

a) Galvanometer mit festen Spulen und drehbarem Magnetsystem. Hierher gehören zunächst die ältesten Strommeßinstrumente, die sog. Multiplikatoren; sie beruhen auf dem Sammeln möglichst vieler Stromkraftlinien durch das Nebeneinanderlegen vieler Windungen („Multiplikationsprinzip“ vgl. die Einleitung zu diesem Kapitel). (Schweigger und Poggendorff, 1820).

Wenn man statt einer einfachen Nadel im Inneren der Spule ein astatisches Nadelpaar (§ 34 S. 36) anwendet, von dem die eine Nadel im Inneren, die andere, entgegengesetzt magnetisierte, über den Drahtwindungen schwebt, kann man die Wirkung noch mehr steigern. Denn einmal schwächt man die in die Ruhelage zurücktreibende Wirkung der erdmagnetischen Kraft, § 55 S. 65, andererseits addieren sich die ablenkenden Wirkungen, welche die Windungen auf die innere und die äußere Nadel ausüben, wovon man sich mit Hilfe der Daumenregel (§ 83 S. 112) leicht überzeugt, wenn man die rechte Hand im Stromsinne an die oberen Windungen legt, die Handfläche einmal der oberen, dann der unteren inneren Magnetnadel zukehrend. Da auch die Polaritäten der beiden Nadeln auf derselben Seite des astatischen Systems entgegengesetzte sind, so verstärken sich die auf sie ausgeübten Stromwirkungen. Mit dem Nadelsysteme ist ein leichter Zeiger verbunden, der über einer Teilung spielt; das Ganze ist vor Luftzug durch eine übergestülpte Glasglocke geschützt.

Die Genauigkeit der Strommessung durch Ablenkungen einer Magnetnadel wird erhöht, wenn man statt einer zwei Spulen desselben Stromkreises so anordnet, daß die von der einen zusammengeschnürten Kraftlinien bei ihrem Austritte von der unmittelbar davorstehenden zweiten Spule aufgenommen und zusammengehalten werden. Man verhindert dadurch, daß sich die Kraftlinien dort, wo man ihre Wirkung mit der des Erdmagnetismus vergleichen will, zerstreuen, und erhält zwischen den beiden Spulen ein fast homogenes Feld. In dieses hängt man an einen Kokon- oder dünnen Quarzfaden den Magneten, dem man zweckmäßig eine der Formen Fig. 7 S. 20 gibt; besonders häufig wird die Form des Glockenmagneten verwendet. Mit dem Magneten ist ein leichtes Ablesespiegelchen verbunden (G. Wiede-

MANN's Spiegelgalvanometer). Der Magnet ist zur Dämpfung der Schwingungen aus später (III. Abschnitt) zu besprechenden Gründen von einem Kupfergehäuse umschlossen. Für manche Zwecke ist eine geringe Dämpfung der Nadelschwingungen erwünscht. Dann nimmt man die Kupferdämpfung fort und gibt dem Magnetsysteme ein beträchtliches Trägheitsmoment § 60 S. 72; dadurch erhält man zugleich eine lange Schwingungsdauer. Ein solches sog. „ballistisches Galvanometer" ist vornehmlich zur Messung kurzer Stromstöße verwendbar.

Man kann ein gewöhnliches Spiegelgalvanometer leicht in ein ballistisches verwandeln, indem man die Kupferdämpfung entfernt und an das Magnetsystem ein kleines Gewicht oder deren zwei symmetrisch zur Drehachse anhängt.

Alle inneren Teile des Galvanometers sind durch Glas vor Luftzug geschützt.

Neuerdings verwendet man mehrfache Nadelsysteme, welche zwischen zwei Spulenpaaren angeordnet sind. An einem breitgeschlagenen Stücke Aluminiumdraht ist in der Mitte ein leichter versilberter Glasspiegel befestigt. Oben und unten sind eine Reihe kurzer, leichter, kleiner Magnete aus Uhrfederstahl (vgl. Fig. 7e, S. 20) beiderseitig so angekittet, daß die magnetischen Achsen in jedem Systeme gleichsinnig liegen, bei dem oberen Systeme aber alle N-Pole nach der einen, bei dem unteren nach der entgegengesetzten Seite gerichtet sind. Ist die Zahl der Einzelmagnete oben und unten die gleiche, und sind die Magnete alle nahezu gleich stark magnetisiert, so ist das ganze System sehr nahe astatisch, da die Wirkung des Erdmagnetismus auf das obere System durch die entgegengesetzte auf das untere fast aufgehoben wird. Dagegen ist das magnetische Moment (vgl. § 54 S. 64) der Systeme trotz ihres geringen Gewichtes verhältnismäßig groß. Jedes Nadelsystem wird zwischen je zwei Spulen gebracht, welche paarweise gleichsinnig vom Strome durchlaufen werden, das obere Paar im umgekehrten Sinne wie das untere. Wird das Nadelsystem an einem dünnen Quarzfaden aufgehängt, so lassen diese Instrumente eine sehr große Empfindlichkeit (bis auf Billiontel Ampère) erreichen (W. THOMSON, H. E. J. G. DU BOIS, RUBENS und PASCHEN).

b) Drehspulengalvanometer. Das Prinzip derselben wurde bereits oben angegeben. (System DEPREZ-D'ARSONVAL).

Zur Erläuterung desselben hängt man etwa eine auf einen länglichen, mit einem Zeiger versehenen Holzrahmen gewickelte Drahtspule an ihren Stromzuführungen an der Zimmerdecke auf und stellt ein größeres Hufeisenmagnetmagazin mit nach oben gerichteten Schenkeln so darunter, daß die Spule zwischen seinen Schenkeln frei schwebt, in der Ruhelage mit ihrer Achse senkrecht zu den Kraftlinien stehend. Bei Stromschluß dreht sich dann die Spule herum. Hat man Zentralenstrom zur Verfügung, so bringt man etwa am Zeigerende eine Glühlampe an, durch die man die Leitung, ehe sie die Spule verläßt, führt; ihr Aufleuchten zeigt dann zugleich an, daß Strom durch die Spule hindurchgeht.

Fig. 114 stellt bereits ein Galvanometer dieser Type dar, nur wird bei den eigentlichen Drehspulengalvanometern die Empfind-

lichkeit wesentlich dadurch erhöht, daß statt der Spitzenlagerung, die in Fig. 114 angewendet wurde, eine Fadensuspension gewählt wird, und die Ablesungen nicht mittels Zeiger, sondern durch einen mit der Spule verbundenen Spiegel bewerkstelligt werden. Zur näheren Erläuterung dieser Galvanometerformen diene das in Fig. 115 abgebildete M. Th. Edelmann'sche Drehspulengalvanometer: *V* und *W* sind zwei kräftige Stabmagnete, von denen der eine seinen Nord-, der andere seinen Südpol nach unten kehrt; beide sind oben durch ein eisernes Querstück verbunden. In dem starken Felde zwischen den unteren Enden der Magnete hängt, von dem dünnen Metallbande *L* (aus Lametta) getragen, das leichte Spulenrähmchen *r*; das Band *L* bildet zugleich die Zuleitung zu dem auf *r* aufgewickelten dünnen Drahte; die Ableitung des Stromes geschieht durch die Feder *w* aus dünnem Metallbande nach der isolierten Metallstange *v* hin, welche mit der von dem Fußgestelle *F* gleichfalls isolierten Klemmschraube *a* verbunden ist. Die Klemmschraube *b* sitzt dagegen direkt auf dem Metalle des Gestelles auf; leitet man hier den Strom ein, so besorgen die von dem Fußgestelle getragenen Magnete die Leitung des Stromes nach oben hin; derselbe muß durch das Spulenrähmchen gehen um bei *a* wieder abfließen zu können. Innerhalb *r* wird von Querstützen der hohle Eisenkern *E* getragen, gegen den ein in der Mitte des Rähmchens von oben nach unten gehendes Elfenbeinstäbchen geschraubt werden kann, wenn das Instrument (etwa für den Transport) arretiert werden soll. Mit dem Rähmchen *r* ist der Ablesespiegel *s* verbunden. Das Ganze ist zum Schutze gegen Luftzug und Staub mit einem Glassturze überdeckt, der in der Figur nur durch eine gestrichelte Linie angedeutet ist; er hat an der dem Spiegel *s* gegenüberliegenden Stelle ein durch eine Spiegelglasplatte geschlossenes Fenster. Bei anderen Instrumenten dieser Konstruktion wird ein liegendes, kräftiges Hufeisenmagnetmagazin benutzt.

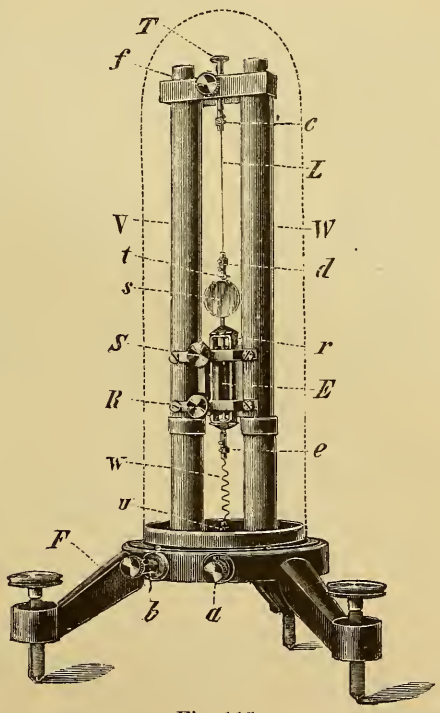


Fig. 115.

Mit diesen Galvanometern insofern verwandt, als auch bei ihnen ein starkes magnetisches Hilfsfeld verwendet wird, sind die erst in neuester Zeit konstruierten „Saitengalvanometer“ (Einthoven). In einem starken Magnetfelde ist quer zu den Kraftlinien ein äußerst dünner Metalldraht oder ein versilberter Quarzfaden (die „Saite“) ausgespannt, durch den der Strom hindurchgesendet wird. Nach der „Linken-Hand-Regel“ § 100 S. 141 erfährt dieser Draht dann einen Bewegungsantrieb, der der Stromstärke proportional ist, und der um so stärker wird, je stärker das Feld und um so größer die Länge des Drahtes ist, die der Feldwirkung ausgesetzt wird. Um daher auch bei den schwächsten Strömen noch deutliche Ablenkungen, die durch ein Mikroskop mit Okularteilung beobachtet werden, zu erhalten, muß man auf eine größere Länge hin eine starke, durch geeignet gestaltete Polschuhe bewirkte Kraftlinienkonzentration herbeiführen. Der Vorteil dieser Galvanometertype beruht außer auf ihrer hohen Empfindlichkeit auf der schnellen Einstellung und dem raschen Folgen des Drahtes (der Saite) allen Stromschwankungen gegenüber.

134. Elektrodynamometer. — Nach § 125 S. 189 kann man einen Magneten durch eine stromdurchflossene Spule ersetzen. Wendet man also in einem Drehspulengalvanometer statt der Hilfsmagnete eine zweite, quer zur beweglichen Spule feststehende Spule an, durch welche man ebenfalls den Strom schickt, so wird man aus der Drehung der beweglichen Spule ebenfalls auf die Stromstärke schließen können. In § 125 S. 191 wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Kraft, mit der sich zwei gegeneinander drehbare Spulen parallel zu stellen suchen, dem Quadrate der gemeinsamen Stromstärke proportional ist. Dies hat zur Folge, daß diese Anordnung noch verwendbar bleibt, wenn auch der Strom in seiner Richtung rasch wechselt, also zur Messung sog. „Wechselströme“; bei den auf der einfachen elektromagnetischen Wechselwirkung beruhenden Meßinstrumenten, die wir im vorigen Paragraphen besprachen, bei denen die Ablenkung der Stromstärke selbst proportional ist, wechselt die Ausschlagsrichtung mit der Stromrichtung; folgen also z. B. entgegengesetzt gleiche Stromimpulse in einer gegen die Schwingungsdauer des Galvanometers kurzen Zeit aufeinander, so verrät das Instrument das Vorhandensein dieser Impulse höchstens durch ein Hin- und Herzucken, eine Messung der durch sie in der Zeiteinheit beförderten Elektrizitätsmenge, d. h. der Stromstärke, ist ausgeschlossen. Anders bei Verwendung zweier vom Strome hintereinander durchflossener Spulen, d. h. nach der früher S. 160 erläuterten Begriffsbestimmung bei der Verwendung elektrodynamischer Wechselwirkungen. Kehrt sich der Strom in der einen Spule um, so kehrt er sich auch in der anderen um, die beiden entsprechenden Magnetfelder wechseln ihre Polarität gleichzeitig, der Sinn des Ausschlages bleibt derselbe. Mit den auf diesem Prinzipe beruhenden „Elektrodynamometern“ kann man also auch Wechselströme messen.

Die bewegliche, bei einfachen Typen mit einem Zeiger, bei feineren mit einem Ablesespiegel versehene Spule ist an der Zuleitung oder an einem Faden aufgehängt; im letzteren Falle wird ihr der Strom dadurch zugeführt, daß die Endigungen ihrer Wickelung in kleine Quecksilbernäpfe eintauchen. Als rücktreibende Kraft wird die Torsion der Suspension, oder die rücktreibende Kraft einer

Bifilaraufhängung der an beiden Zuleitungen hängenden Spule oder endlich, — namentlich bei technischen Instrumenten, — einer Hilfsfeder verwendet, durch deren Drillung die abgelenkte bewegliche Spule in ihre Ruhelage zurückgeführt wird; die dazu nötige Kraft ist der Drillung direkt proportional, gibt also ein Maß der elektrodynamischen Drehwirkung, welche die beiden Spulen aufeinander ausüben (Feder-Elektrodynamometer z. B. System Siemens u. Halske).

Bei allen Elektrodynamometern hat man zunächst die Wurzel aus dem beobachteten Ausschlage zu ziehen, dann mit dem Reduktionsfaktor des Instrumentes (vgl. das darüber bei der Tangentenbussole S. 177 Gesagte) zu multiplizieren, um die Stromstärke in Ampères zu erhalten.

135. Elektromagnete. — Weiches Eisen hat eine mehr als 1000fach so gute magnetische Leitfähigkeit, Permeabilität μ § 52 S. 61, als Luft. Füllen wir daher das Innere einer Stromspirale mit diesem Materiale aus, so müssen wir bei derselben Zahl von Ampèrewindungen pro Längeneinheit § 128 S. 197 an jeder Stelle des Inneren der Stromspirale eine außerordentlich viel größere Anzahl von Kraftlinien erhalten. An den Enden solcher mit Eisenkernen versehenen Spiralen müssen demnach sehr dichte Kraftlinienbündel ein- und auslaufen. Man nennt diese Stromspiralen mit Eisenkernen: „Elektromagnete“. Nach § 52 S. 60 geht die Feldstärke $\mathfrak{H}$, wenn wir das Feldmedium von der Permeabilität 1 — welchen Wert sie ja nahezu für Luft hat — durch ein anderes von der Permeabilität μ ersetzen, in die magnetische Induktion über, wo nach Formel (5) S. 61

$$\mathfrak{B} = \mu \cdot \mathfrak{H}$$

ist. Mit Rücksicht auf die Formel (36) S. 197 ist also für jeden Querschnitt im Inneren des Elektromagneten

$$\mathfrak{B}_I = \frac{4\pi}{10} \mu \frac{Z}{l} I = 1{,}2566\, \mu \frac{\text{A.W.}}{\text{cm}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

Ist Q der Eisenquerschnitt, so umfassen die (eng anliegenden) Windungen an jeder Stelle im ganzen $Q \cdot \mathfrak{B}_I$ Kraftlinien.

Bei Verwendung großer Ampèrewindungszahlen, ferner von Eisensorten von hoher Permeabilität und endlich bei großen Eisenquerschnitten kann man ganz enorme Kraftlinienströme erzielen.

Steckt man z. B. in die Spirale Fig. 106, von der S. 197 gezeigt wurde, daß sie mit 20 Ampères beschickt im Inneren eine Kraftliniendichte von 700 Linien pro cm^2 annimmt, einen Eisenkern von der Permeabilität $\mu = 1200$, so steigt die Kraftliniendichte auf 840000, und der 3,4 cm^2 fassende Querschnitt Q des entstandenen Elektromagneten wird von 2856000 Kraftlinien durchsetzt.

Je nach der Form des Eisenkernes erhält man die verschiedensten Formen der Elektromagnete. Wir können gerade oder in Hufeisenform gebogene Eisenstäbe gleichsinnig mit isoliertem Drahte um-

wickeln und erhalten so Elektromagnete in Stab- oder Hufeisenform. Sie zeigen dieselben Feldeigenschaften wie die entsprechenden Formen der Dauermagnete. Zur Demonstration ihrer Kraftfelder bedient man sich des gröbsten Eisenfeilichts. Diese sind sehr ausgedehnt, und es lassen sich Einzelheiten im weiteren Verlaufe der Kraftlinien verfolgen, welche bei gewöhnlichen Magneten nicht sichtbar zu machen sind.

Von besonderer Wichtigkeit ist auch hier ein vollkommen in sich zurücklaufender, geschlossener, mit isoliertem Drahte gleichmäßig bewickelter Eisenring. Wiewohl er nach außen fast gar keine magnetische Wirkungen ausübt (vgl. S. 193 und S. 198), so kann doch in seinem Inneren ein sehr intensiver Kraftlinienstrom vorhanden sein, dessen Stärke für die Mittellinie durch die Formel (37) gegeben ist. Weil auf der Innenseite des Ringes die Windungen enger beieinander liegen, als auf der Außenseite, so ist die magnetisierende Kraft im Inneren der Spirale, wie schon S. 198 hervorgehoben wurde, nicht an allen Stellen des Querschnittes dieselbe, daher auch nicht die durch sie in dem Eisen geweckte magnetische Induktion. Um eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Kraftlinien im ganzen Ringquerschnitte zu erhalten und doch den Querschnitt nicht zu klein, den Ring nicht zu groß gestalten zu müssen, bewickelt man am besten einen Ring von länglichem Querschnitte, wie ihn Fig. 116 im Achsenquerschnitte zeigt.

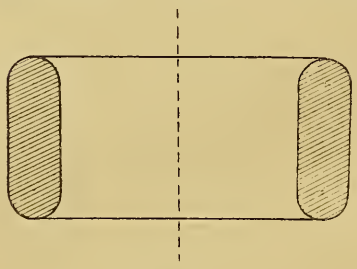


Fig. 116.

Einen solchen längsmagnetisierten Eisenring nennt man ein „Toroid“ (von französisch le tore = der Ankerring).

Das Linienintegral der magnetischen Kraft längs des ganzen Ringes ist hier analog, wie es S. 198 für die geschlossene Ringspirale angegeben wurde:

$$\frac{4\pi}{10} ZI = 1{,}2566 \text{ A.W.}$$

Schneidet man ein solches Toroid an einer Stelle auf: „geschlitztes Toroid“, so quillt der im Inneren des Eisenkernes verlaufende Kraftlinienstrom an den Schnittflächen hervor, verbreitet sich etwas in dem Luftzwischenraume (in dem „Interferrikum“), um dann auf der anderen Seite sogleich wieder in das weiche Eisen einzumünden.

Von der intensiven Kraftlinienströmung, welche an einer offenen Stelle eines sonst geschlossenen Ringelektromagneten schon bei geringer Ampèrewindungszahl auftritt, und von dem charakteristischen Verlaufe, den die Kraftlinien an dieser Stelle nehmen, kann man sich etwa in der folgenden Weise ein Bild machen: Zwischen die eben abgeschliffenen Ringenden setzt man ein an der Vorder- und Rückseite mit Spiegelglasplatten versehenes Kästchen, so daß man quer durch das Kraftfeld hindurchschauen oder aber auch diese Quer-

ansicht projizieren kann. Füllt man in das Kästchen Paraffinöl, in das man Eisenpulver eingerührt hat, so ist die Durchsicht völlig trüb infolge der wirr durcheinander liegenden Eisenteilchen. Erregt man aber den Magnetismus, so ordnen sich die Teilchen sofort zu den den Zwischenraum zwischen dem Eisen überbrückenden Kraftlinien; öffnet man wieder, so zieht die Schwere die Feilichtketten herab und alles geht wieder in die chaotische Unordnung über.

Statt als Vollringe bildet man die Elektromagnete auch als Halbringe aus, bei denen die bewickelten Schenkel auf einer eisernen Schienenführung von großem Querschnitte gegeneinander beweglich sind, so daß man den Raum zwischen den Polenden der Schenkel verändern kann. Dadurch, daß man auf die einander gegenüberstehenden ebenen Polflächen eiserne Kegelstutze aufsetzt, kann man den Kraftlinienstrom auf einen kleinen Raum konzentrieren und hier enorme Kraftliniendichten selbst im Luftraume, der allerdings sehr schmal sein muß, erzielen (bis zu 38000 pro cm^2): H. du Bois'scher Ring- und Halbring-Elektromagnet; derselbe wird jetzt von der Firma Hartmann u. Braun in Frankfurt a. M. gebaut und dient zu zahlreichen magnetischen Untersuchungen bei hohen und höchsten Feldstärken; die Kegelstutzpole sind axial durchbohrt, und die Bohrungen setzen sich durch die Schenkel hindurch fort, damit man auch längs der Kraftlinien durch das Feld sehen kann, was für manche Untersuchungen von Wichtigkeit ist.

Entsprechend der großen Kraftlinienzahl, welche an den Polflächen zur Verfügung gestellt wird, ist die Tragkraft der Elektromagnete eine sehr große. Namentlich wenn die Achse des Eisenkernes nahezu zum Ringe zusammengebogen und der Querschnitt groß ist, wenn z. B. ein flacher zum Rohre zusammengebogener Eisenmantel an einer Seite eben ab- und aufgeschnitten ist, haftet ein hier angelegtes langes Eisenstück mit großer Kraft bei sehr geringer Ampèrewindungszahl. Der Eisenanker haftet auch noch nach Öffnung des Stromes, selbst wenn er stark belastet ist, was auf die Erscheinung des „remanenten Magnetismus“ vgl. § 19 S. 15 zurückzuführen ist.

Diese Remanenz in Kernen der Elektromagnete spielt bei Dynamomaschinen mit Selbsterregung eine große Rolle, wie wir später sehen werden.

Da der Eisenkern nur die Permeabilität in einem Teile des Stromfeldes wirksam erhöht, so wird an der Polarität der Spirale § 125 S. 190 nichts geändert, es gilt also auch hier die Regel:

Der Nordpol eines Elektromagneten ist das Ende, welches dem Uhrzeigersinne entgegengesetzt, der Südpol das, welches dem Uhrzeigersinne gleichgerichtet vom Strome umflossen erscheint.

Daß der rotatorische Charakter der Zustände, die wir uns nach § 122 S. 177 dort herrschend dachten, wo magnetische Kraftwirkungen auftreten, sich auch in das Eisen selbst hinein fortsetzt und auch hier wirksam ist, zeigt das sog. Kerr'sche Phänomen: Poliert man die eine Endfläche eines Elektromagneten, so daß sie spiegelnd wird, und läßt man gegen diese reflektierende Endfläche einen etwa mittels eines Nicol'schen Prismas geradlinig polarisierten Lichtstrahl (vgl. S. 201) nahezu senkrecht einfallen, so erweist sich die Po-

larisationsebene des reflektierten Lichtes bei erregtem Magneten gedreht, wovon man sich durch ein zweites NICOL'sches Prisma überzeugen kann. Freilich liegen hier die Verhältnisse nicht so einfach, daß man etwa an ein einfaches Mitgenommenwerden der das Licht bedingenden periodisch wechselnden Zustandsänderungen durch die MAXWELL'schen Molekularwirbel denken könnte, denn die verschiedenen auf dieselbe Polarität aufgelegten spiegelnden Metalle drehen in verschiedenem Sinne.

136. Große Verwendbarkeit der Elektromagnete. — Die Verwendungen der Elektromagnete sind so vielseitige, daß wir uns hier mit einigen ganz flüchtigen Andeutungen begnügen müssen. Zunächst kann man alle jene Versuche, welche wir im 1. Kapitel mit Dauermagneten angestellt haben, mit Elektromagneten in sehr viel wirksamerer Weise wiederholen. Dazu verbindet man diese mit den Polklemmen durch biegsame Leitungsschnüre oder hängt sie an kräftigen Goldbändern auf.

Die großen Kräfte, welche sie zu entwickeln vermögen, befähigen sie zu motorischen Leistungen entsprechender Art, und in der Tat sind die Feldmagnete der Elektromotoren immer Elektromagnete.

Aber nicht nur in ihren „Starkstromleistungen" beruht die große Anwendbarkeit der Elektromagnete, sondern auch auf dem Umstande, daß man ihnen schnell und einfach wieder ihren Magnetismus nehmen kann; namentlich ist es von Wichtigkeit, daß dieses von einem weit entfernten Punkte aus geschehen kann. Wir brauchen dazu nur den den Magneten speisenden Strom zu unterbrechen. Hierauf beruhen zahlreiche Anwendungen in der „Schwachstromtechnik". Diese Unterbrechung kann durch den Elektromagneten selbst veranlaßt werden, so bei den automatischen Stromunterbrechern (WAGNER'scher Hammer), Stimmgabelerregern und bei den elektrischen Läutewerken. Der von dem Elektromagneten angezogene Anker aus weichem Eisen ist an einer Feder befestigt, welche sich auf der dem Elektromagneten entgegengesetzten Seite an einen Stift (Platinstift) lehnt. Durch diesen und das festgelegte Ende der Feder wird der Strom geschickt, der dann um den Eisenkern des Magneten in einer Spirale geführt ist. Beim Stromschluß sendet der Eisenkern Kraftlinien aus, die in den Anker einlaufen. Dadurch wird dieser herangezogen und die Feder von dem Stifte losgebogen: Der Strom wird unterbrochen, der Elektromagnet verliert seinen Magnetismus und der Anker federt zurück. Bei der Anlehnung der Feder an den Stift wird der Strom wieder geschlossen, das Spiel beginnt von neuem und geht so ohne äußeres Zutun selbsttätig weiter.

Bei der Telegraphie wird durch einen Taster an der einen Station ein Strom geschlossen; dadurch wandern Stromkraftlinien an dem Drahte der Telegraphenlinie hin, werden in dem in die Leitung eingeschalteten Elektromagneten der anderen Station zusammengeschnürt und ziehen hier den Anker an, der, mit einem Hebelwerke verbunden, entweder Zeichen (Striche bei länger andauerndem, Punkte bei kurzem Stromschlusse) auf einem vorbeigeführten Papier-

streifen aufzeichnet (Morse's Schreibtelegraph) oder aus einem rotierenden Typenrade einen bestimmten Buchstaben hervorhebt (Hughes' Typendrucktelegraph).

Bei dem Relais wird ein sehr schwacher Strom um einen Eisenkern in sehr vielen Windungen herumgeleitet; dadurch wird ein leicht beweglicher Hebel mit Anker angezogen, der nun seinerseits an einem Stifte Kontakt herstellend einen viel stärkeren Strom einer Hilfsbatterie schließt.

Bei den elektrischen Uhren oder Chronoskopen wird von der bei jeder Schwingung einmal durch einen Quecksilbertropfen hindurchgehenden Spitze eines Pendels einer Normaluhr ein Strom geschlossen und dadurch eine Reihe von Elektromagneten, welche in die Leitung eingeschaltet sind, magnetisiert; der von ihnen angezogene Anker schiebt ein Zeigerwerk um einen Zahn weiter, wodurch von einer Zentralstation (Sternwarte) aus die Zeit auf eine große Reihe von Sekundärstationen mit Sicherheit übertragen wird.

Mittels der starken Kraftfelder, welche die Elektromagnete zur Verfügung stellen, kann man auch Wirkungen zur Veranschaulichung bringen, welche nur bei Anwendung großer Kräfte in die Erscheinung treten. Erwähnt sei z. B. ein Versuch von Silvanus Thompson, welcher die Torsion eines in einem homogenen Felde parallel zur Kraftlinienrichtung angeordneten deformierbaren Stromträgers in sehr instruktiver Weise illustriert. Ein Elektromagnet wird so hingelegt, daß ein Pol über dem anderen liegt. Vor die Pole legt man Schuhe, welche vertikal durchbohrt sind. In die Bohrung des oberen Schuhes kittet man eine unten flach gedrückte Glasröhre ein, durch die man aus einem isolierten Gefäße Quecksilber fließen läßt, das in einem flachen Bande zwischen den Polschuhen von oben durch den unteren hindurch in eine darunter gestellte gleichfalls isolierte Schale läuft. Sind die Polschuhe geeignet zugespitzt, so fließt der Strahl in einem fast vollkommen homogenen Felde, den Kraftlinien parallel. Läßt man durch den Quecksilberstrahl einen kräftigen Strom fließen und erregt man den Magneten, so wird der Quecksilberstrahl gedrillt. Läßt man auf ihn das Licht der Projektionslampe fallen, so kann man hiervon ein höchst überraschendes Bild entwerfen. Der Vorgang hat eine große, wenn auch zum Teil nur äußerliche Ähnlichkeit mit der Drillung eines längsmagnetisierten Eisendrahtes im homogenen Kraftfelde beim Wiedemann-Effekt § 130 S. 199 oder der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes § 131 S. 201, oder endlich ähnlichen Drillungen, welche ein Bündel Kathodenstrahlen in einem Magnetfelde erfährt, welches mit seinen Kraftlinien den Strahlen parallel verläuft. Die hierbei auftretenden, sehr effektvollen Erscheinungen wurden, nachdem sie in ähnlicher Form früher schon von Plücker entdeckt worden waren, genauer experimentell von Birkeland, vom Verfasser und von E. Wiedemann und A. Wehnelt, theoretisch von H. Poincaré studiert.[1]

137. Paramagnetismus, Diamagnetismus. — Die überaus starken magnetischen Kräfte, welche die Elektromagnete zur Verfügung stellen, ermöglichen es nun auch den bereits in § 38 S. 42 in Aussicht gestellten experimentellen Beweis zu führen, daß alle Substanzen der Beeinflussung durch magnetische Wirkungen unterworfen sind.

---

[1] Vgl. z. B. E. Wiedemann und A. Wehnelt, Über Lichtknoten in Kathodenstrahlenbündeln unter dem Einflusse eines Magnetfeldes, Wied. Ann. der Phys. u. Chem. **64.** p. 606. 1898, wo auch Abbildungen des Phänomens gegeben sind.

Die zu untersuchenden festen Substanzen werden dabei in Form kleiner Stäbchen verwendet, welche in der Mitte an dünne Kokonfäden festgebunden sind; die Fäden sind oben an kleine Messinghäkchen festgebunden, welche in einen Träger eingehängt werden, der leicht auf- und abgeschoben und hin- und hergedreht werden kann. Die Stäbchen schwingen innerhalb eines gegen Luftzug schützenden, vorn und hinten mit einem Fenster versehenen Holzkästchens, durch dessen Seitenwände die Polschuhe des Elektromagneten hereinragen. Versieht man diese mit Kegelstutzpolen, so kann man die meisten der im folgenden angedeuteten Versuche mit einem relativ kleinen Elektromagneten anstellen, den man bequem vor der Projektionslampe aufstellen kann.

Man dreht die Aufhängung so, daß die Stäbchen mit ihren Achsen in der Ruhelage (ohne Magnetismus) in der Horizontalebene unter 45 Grad gegen die Feldrichtung stehen.

Stäbchen aus Mangan, Nickel, Kobalt und Chrom stellen sich bei Stromschluß in die Richtung der Magnetkraftlinien ein, sie verhalten sich also wie ein Stäbchen von weichem Eisen. Diese Einstellung deutet auf einen Kraftlinienverlauf wie bei diesem, wie er z. B. durch die Figuren 23 und 24 in § 36 auf S. 38 dargestellt wird. Wir müssen schließen, daß diese Substanzen die Kraftlinien mehr oder weniger sammeln, also eine Permeabilität größer als die der umgebenden Luft haben, d. h. durch ein $\mu > 1$ charakterisiert sind (da auch in den sehr starken Feldern die Permeabilität der Luft nur unmerklich von der Einheit, der Permeabilität des Vakuums § 46 S. 52 abweicht). Alle Substanzen, die sich in dieser Weise verhalten, nennt man „paramagnetische“ Substanzen. Hängt man aber ein Stäbchen von Wismut in das Feld, so wird dasselbe in eine Richtung quer zu den Kraftlinien gedreht. Substanzen, die sich in dieser Weise magnetischen Kräften gegenüber verhalten, nennt man „diamagnetische“.

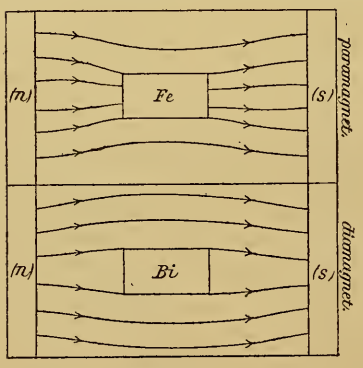


Fig. 117.

Man kann sich diese scheinbare Abstoßung der Stabenden durch die Pole der Feldmagnete erklären, wenn man annimmt, das Wismut und überhaupt alle diamagnetischen Substanzen seien für Kraftlinien weniger durchlässig als das umgebende Medium, hätten also im vorliegenden Falle ein $\mu < 1$. Denn aus einem Kraftlinienverlaufe, wie ihn die Modelle Fig. 117 zeigen, ergibt sich unmittelbar folgendes:

a) Bei den paramagnetischen Substanzen wie Eisen (Fe) drängen sich die vom Nordpole n ausgehenden Kraftlinien gegen

den in der Mitte des Feldes liegenden Körper zusammen, nehmen zum großen Teile durch diesen ihren Weg und divergieren erst wieder beim Austreten aus dem „Paramagnetikum". Dem n- und s-Pole des Magneten gegenüber entstehen also Sinkstellen und Quellpunkte, d. h. entgegengesetzte Pole. Ist der Körper im Felde drehbar, so sucht ihn der Kraftlinienzug parallel der Verbindungslinie n—s zu stellen: „axiale" besser „polare Stellung".

b) Bei den diamagnetischen Substanzen wie Wismut (Bi) werden die vom Nordpole ausgehenden Kraftlinien von dem benachbarten Ende des Körpers zurückgedrängt, als wäre hier ein gleichnamiger Pol vorhanden; sie nehmen ihren Weg vornehmlich durch das umgebende Medium, welches sie leichter durchdringen können. Auf der anderen Seite gehen die Kraftlinien wieder zusammen, sowie sie an dem Diamagnetikum vorbei sind, gerade als ob sie hier von einer Sinkstelle angesaugt würden.

Vgl. z. B. das Wegdrängen der Kraftlinien eines homogenen Feldes durch einen Magnetpol, wie es Fig. 45 S. 96 darstellt.

Dem n-Pole des Magneten gegenüber scheint ein Quellpunkt, also wieder ein n-Pol aufzutreten, dem s-Pole gegenüber eine Sinkstelle, ein s-Pol. Wenn der Körper drehbar ist, wird ihn also der Kraftlinienquerdruck senkrecht zu der Verbindungslinie n—s zu stellen suchen: „äquatoriale Stellung".

In der angegebenen Weise kann man sich wenigstens angenähert die Erscheinung zurechtlegen. Tatsächlich spielt auch die Inhomogenität des Feldes eine Rolle bei der äquatorialen Stellung, welche die diamagnetischen Substanzen einnehmen; in einem völlig homogenen Felde würden sich auch diamagnetische Körper axial stellen, wenn das Feld stark genug wäre, oder wenn wir Substanzen besäßen, welche in einem Grade diamagnetisch wären, wie etwa das Eisen paramagnetisch ist.

Setzen wir also für das Medium, in dem wir gewöhnlich arbeiten, für Luft $\mu = 1$, so ist

für alle paramagnetischen Substanzen $\mu > 1$,
für alle diamagnetischen Substanzen $\mu < 1$.

Beispielsweise kann für weiches gutes Schmiedeeisen μ Werte bis zu 2000—3000 erreichen, für Wismut dagegen ist $\mu = 0{,}99982$.

Außer Wismut sind diamagnetisch z. B. die Metalle: Zink, Blei und Kupfer; doch sind sie nur sehr schwach diamagnetisch, so daß geringste Spuren von Eisen, die sie enthalten oder das den aus ihnen gefertigten Stäbchen von der Bearbeitung her etwa anhaftet, ihren Diamagnetismus vollkommen überdecken können, und sie in das Magnetfeld gebracht paramagnetisch erscheinen. Auch sonstige Verunreinigungen an der Oberfläche können paramagnetisches Verhalten herbeiführen, so daß man die Stäbchen erst unmittelbar vor dem Versuche am besten noch einmal in konzentrierter Salpetersäure abätzt.

In ähnlicher Weise wie es hier für die Metalle beschrieben

wurde, kann man das magnetische Verhalten aller anderen festen Körper untersuchen, indem man sie in Stäbchen- oder Röhrenform in das Magnetfeld hineinhängt. So wird man z. B. finden, daß Holz, Pappe, Papier und Glas paramagnetisch sind, freilich nur relativ schwach.

Um Flüssigkeiten in das Magnetfeld zu bringen, verwendet man U-förmig gebogene Röhren, bei denen ein weiter außerhalb des Magnetfeldes aufgestellter Schenkel mit einem engeren kommuniziert, der zwischen die eng aneinander gestellten Polschuhe des Elektromagneten gebracht wird. Man hebt das Rohr so lange bis die Flüssigkeitskuppe in der Achse der Polschuhe steht. Verwendet man eine Lösung eines Eisen- oder Nickelsalzes, so wird dieselbe in das Magnetfeld hineingezogen, die Flüssigkeitssäule steigt und zwar ziemlich stark, diese Lösungen verhalten sich also paramagnetisch. Reines Wasser wird aus dem Magnetfelde herausgetrieben, es ist diamagnetisch.

Freilich sind zur Demonstration des relativ schwachen Diamagnetismus des Wassers schon starke Magnetfelder nötig. Die Steighöhe ist proportional der Feldstärke, so daß die Steighöhen einer der genannten Lösungen auch zur Ausmessung starker magnetischer Felder dienen können (G. Quincke).

Ist die oben auseinandergesetzte Auffassung von dem Wesen des Para- und Diamagnetismus richtig, so muß es möglich sein, den Paramagnetismus eines Körpers in Diamagnetismus überzuführen und umgekehrt, durch bloße Änderung der Permeabilität des umgebenden Mediums; man muß dann den Körper aus der polaren in die äquatoriale Stellung zwischen denselben Polen übergehen sehen. In der Tat, setzt man zwischen die Polschuhe des Elektromagneten ein kleines Kästchen aus Spiegelglasplatten, in dem das oben erwähnte Glasstäbchen bequem Platz hat, so erweist sich dieses, wie bereits erwähnt, als paramagnetisch, wenn es mit Luft umgeben ist. Füllt man jetzt aber eine nicht zu verdünnte Eisenchloridlösung ein, die viel stärker paramagnetisch als das Glas ist, so schlägt das Stäbchen um und stellt sich innerhalb der Lösung äquatorial wie ein Wismutstäbchen in der Luft; es ist diamagnetisch in bezug auf die umgebende Eisenchloridlösung, da sein μ kleiner als dasjenige dieser Flüssigkeit ist.

Auch Gase sind den magnetischen Kräften unterworfen, was Faraday an Seifenblasen nachwies, die er mit den zu untersuchenden Gasen gefüllt in das Magnetfeld brachte. Sehr einfach läßt sich z. B. der Diamagnetismus der Flammengase nachweisen, wenn man zwischen die Polschuhe eine stark rußende Terpentinölflamme stellt; dieselbe duckt sich (auch im Projektionsbilde deutlich sichtbar) zusammen, jedesmal wenn der Elektromagnet erregt wird, weil die heißen Flammengase aus dem Raume zwischen den Polschuhen herausgedrängt werden.

Der Sauerstoff ist stark paramagnetisch. Hat man z. B. flüssige Luft zur Verfügung, welche durch Abstehen relativ immer reicher an Sauerstoff wird, da

der Stickstoff rascher verdampft, so kann man den Magnetismus des flüssigen Sauerstoffs sehr schön demonstrieren. Rückt man die Kegelstutzpole nahe aneinander und gießt man bei geschlossenem Strome flüssige Luft zwischen dieselben, so bleiben Tropfen derselben zwischen den Eisenstutzen hängen und überbrücken den Zwischenraum wie Eisenfeilichtbündel; erst bei der Stromöffnung fallen sie ab. Aus einem darunter gestellten Uhrgläschen hüpft die flüssige Luft zwischen die Kegelstutzpole beim Stromschluß hinein. Am besten läßt sich der starke Paramagnetismus dieser Flüssigkeit in einem doppelwandigen probierglasähnlichen Glaszylinderchen zeigen, dessen Zwischenraum zum Wärmeschutz luftleer gepumpt ist; hält man dieses zwischen die Polschuhe, so wird die flüssige Luft weit emporgezogen und bildet eine im Magnetfelde hängende Brücke zwischen diesen.

138. Das Zeeman'sche Phänomen. — Wenn alle Substanzen magnetisierbar sind, wie im vorigen Paragraphen näher ausgeführt wurde, und wenn nach den Betrachtungen § 122 S. 178 der magnetische Zustand darin besteht, daß die Kreisbewegungen, welche kleinste elektrisch geladene Teilchen, die Elektronen, § 108 S. 157, in den Körpern ausführen, in dem magnetisierten Medium in bestimmter Weise gerichtet und geordnet werden, so müssen jedenfalls in allen Körpern solche Elektronen von vornherein vorhanden sein. In § 108 S. 159 wurde bereits darauf hingedeutet, daß in der Tat eine große Reihe optischer Phänomene sich unter dieser Annahme erklären läßt. Nachdem H. Hertz in seinen bahnbrechenden Arbeiten über elektrische Schwingungen und elektromagnetische Wellen gezeigt hatte, daß das Licht nur eine Form elektromagnetischer Strahlung mit sehr kurzer Periodendauer ist, war ein Fingerzeig dafür gegeben, auch die Vorgänge im Lichterreger selbst als elektrische aufzufassen. War hier doch schon durch die Elektrolyse das Vorhandensein elektrischer Ladungen nachgewiesen; man konnte die Lichterregung als durch die Bewegungen der Valenzladungen bedingt ansehen, vgl. § 108 S. 158. Der erste, der diesen überaus fruchtbaren Gedanken in voller Klarheit zum Ausdruck brachte und sofort eine Reihe wichtiger Folgerungen aus demselben ableitete, war F. Richarz.[1] Der Verfasser dieses Buches hat fast zu gleicher Zeit gezeigt, daß sich auf Grund dieser Vorstellung tatsächlich Werte der Lichtemission z. B. der mit Natrium gelb gefärbten Bunsenflamme berechnen, wie sie von E. Wiedemann durch direkte Messungen erhalten worden waren, und hat den Gedanken dann später weiter ausgebaut.[2] Zu

---

[1] F. Richarz, Die elektrischen Kräfte der Atome (Sitzber. d. Niederrhein. Ges. in Bonn. S. 18—32. 1891).

[2] H. Ebert, Le mécanisme de la luminosité, au point de vue de la théorie electro-magnétique de la lumière. Archives des scienc. phys. et nat. (3) **25**, S. 489—503, 1891; und ferner Derselbe: Elektrische Schwingungen molekularer Gebilde, Wied. Ann. der Phys. u. Chem. **49**, S. 651—671, 1893. Leider ist in der zweiten Arbeit durch ein Versehen das Verdienst von F. Richarz, dessen vorstehend genannte Arbeit ich unterdessen erst kennen gelernt hatte, nicht gebührend hervorgehoben worden. Ich möchte daher an dieser Stelle die Gelegenheit noch einmal wahrnehmen, zu betonen, daß dem genannten Forscher in dieser Angelegenheit durchaus die Priorität zukommt, da meine diesbezüglichen Untersuchungen, wenn auch vielleicht zur selben Zeit konzipiert, doch

vollster Herrschaft gelangte diese Vorstellung von den schwingenden Valenzladungen oder, wie wir jetzt sagen, den Elektronen sodann in der H. A. Lorenz'schen Theorie, welche bei der Durchforschung des hier zu beschreibenden, von P. Zeeman entdeckten neuen elektrooptischen Phänomens als Führerin gedient hat.

Wir nehmen demzufolge an, daß das Licht, welches ein selbstleuchtender Körper aussendet, von periodischen Bewegungen irgendwelcher Art der in ihm enthaltenen Elektronen, also ihren Elementar- oder Valenzladungen herrührt; das Atom übt eine gewisse Anziehungskraft auf das Elektron aus und kettet es dadurch an sich; dasselbe hat aber noch genügende Bewegungsfreiheit um sich gegen das Atom zu bewegen; je größer dessen anziehende Kraft ist, um so rascher werden die Schwingungen des Elektrons erfolgen, um so kürzer ist seine Periodendauer, um so größer seine Schwingungszahl pro Zeiteinheit, ähnlich wie der Ton einer Saite höher wird, wenn sie straffer angezogen ist.

Bei dieser Auffassung ist von vornherein zu erwarten, daß der Magnetismus auf die Lichtemission von Einfluß sein muß; denn in einem magnetischen Felde von der Stärke $\mathfrak{H}$ erfährt ein mit der Ladung q behaftetes Teilchen, welches sich mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ quer zu den Kraftlinien bewegt, nach § 105 S. 149 einen Bewegungsantrieb von der Stärke $\mathfrak{H} q \mathfrak{g}$ und zwar in einer Richtung, die senkrecht sowohl zur Kraftlinien- wie zur Bewegungsrichtung steht. Ein Teil der Bewegungen, welche die Elementarladungen in dem leuchtenden Körper ausführen, wird durch diese Kraft eine Beschleunigung, ein anderer eine Verzögerung erfahren, d. h. es wird die Eigenperiode dieser Bewegungen im Magnetfelde teils vergrößert, teils vermindert werden. Breiten wir das Licht der Lichtquelle in ein langes Spektrum aus, so wird jeder Eigenschwingung eine bestimmte Linie an einer bestimmten Stelle des Spektrums entsprechen. Wir wollen der Einfachheit wegen annehmen, das Spektrum des selbstleuchtenden Körpers bestehe nur aus einzelnen scharfen Linien, sei ein Linienemissionsspektrum, wie wir es bei leuchtenden Gasen und Dämpfen erhalten. Bringen wir die Lichtquelle in ein starkes Magnetfeld, so müssen jeder Linie im Spektrum, welche einer bestimmten Schwingungsdauer entspricht, Lichtlinien mit etwas erhöhter und mit etwas verminderter Schwingungsperiode zur Seite treten, d. h. die Linie muß sich etwas verbreitern. Faraday suchte nach diesem Effekte schon im Jahre 1862, fand ihn aber nicht, augenscheinlich, weil die ihm zur Verfügung stehenden optischen Hilfsmittel nicht ausreichten. Unterdessen hatten die Methoden sehr lang ausgezogene Spektra

---

erst später veröffentlicht wurden. Zu erwähnen ist hier vor allem auch noch eine Arbeit von G. Johnstone Stoney: On the cause of double lines and equidistant satellites in the spectra of gases. Transact. of the Dublin Soc. (2) 4, S. 563—608, 1891, wo ebenfalls die Schwingungen der Valenzladungen in den Atomen als Erreger des emittierten Lichtes angesehen werden.

herzustellen namentlich durch die Anwendung der Rowland'schen Hohlspiegelgitter eine außerordentliche Vervollkommnung erfahren. Mit einem solchen Gitter hat P. Zeeman diese Verbreiterung zuerst an der gelben Natriumdoppellinie 1896 gefunden.[1]

Diese Verbreiterungen sind aber bei weitem nicht das Merkwürdigste, was sich bei diesem Phänomene einer Beeinflussung der Lichtemission durch den Magnetismus zeigt. Vor allem ist beachtenswert, daß die Ränder der verbreiterten Linie in besonderer Weise polarisiert (vgl. S. 201) sind, und zwar gerade so wie es der Fall sein muß, wenn schwingende Elektronen die Ursache der Lichtemission sind, wodurch eine besonders wichtige Stütze für diese Ansicht gewonnen wird.

Um sich die hier obwaltenden Verhältnisse klar zu machen, sei zunächst daran erinnert, daß man jede periodische Bewegung zurückführen kann auf eine periodische Hin- und Herbewegung in einer bestimmten Richtung — wir wählen dazu die Kraftlinienrichtung — und in eine elliptische Bewegung in einer dazu senkrecht stehenden Ebene; die letztere kann man wieder in zwei entgegengesetzt gerichtete Kreisbewegungen, d. h. zirkulare Bewegungen von derselben Periode zerlegen; die gemeinsame Periodendauer aller dieser Schwingungen, der ursprünglichen, der linearen in der Kraftlinienrichtung und der beiden gegeneinander laufenden zirkularen Komponenten in der dazu senkrechten Ebene, sei τ; ihr entspricht eine bestimmte Linie im Spektrum.

Wird nun der Lichterreger in ein magnetisches Kraftfeld gebracht, so wird auf das Elektron die oben zu $\mathfrak{H} q \mathfrak{g}$ berechnete Kraft ausgeübt. Für die Teilbewegung in der Kraftlinienrichtung ist die Teilkraft gleich 0, weil Bewegungsrichtung des Teilchens (Stromrichtung) und Kraftlinienrichtung zusammenfallen (der Winkel α in der Formel 31 a S. 148 also gleich 0 wird). Die Periodendauer dieser Linie bleibt also unveränderlich. Dagegen erfahren die beiden zirkularen Komponenten eine Änderung ihrer Periodendauer; denn die Kraft $\mathfrak{H} q \mathfrak{g}$ steht senkrecht sowohl zur Kraftlinienrichtung wie zur Bewegungsrichtung, d. h. in unserem Falle zur Peripherie der Kreisbahnen, in denen wir uns q umlaufend zu denken haben, d. h. diese Kraft fällt hier in die Richtung des Radius, bei der einen Kreisbewegung nach innen gerichtet, also die vom Atome auf das Elektron ausgeübte Kraft vermehrend und dadurch die Periodendauer verkürzend, etwa auf τ_1, bei der anderen entgegengesetzt verlaufenden nach außen wirkend und die Zentralkraft des Atoms vermindernd, die Periodendauer verlangsamend, etwa zum Werte τ_2 (wo also $\tau_1 < \tau < \tau_2$ ist).

Die ursprüngliche, der Periodendauer τ entsprechende Spektrallinie muß sich dreiteilen, es muß ein den Werten τ_1, τ und τ_2 entsprechendes Linientripel entstehen. Blicken wir die Lichtquelle in der Richtung der Kraftlinien an, so muß ferner der soeben angestellten Überlegung entsprechend die eine Nebenlinie links-zirkular polarisiert sein, die andere rechts-zirkular, während das Licht der Mittellinie unpolarisiert bleiben wird. Blicken wir die Quelle dagegen von der Seite her an in einer zur Kraftlinienrichtung normalen Richtung, so muß die der ursprünglichen Periode τ entsprechende Mittellinie linear polarisiert sein, die beiden τ_1 und τ_2 entsprechenden

[1] P. Zeeman, Versl. Afdeel. Natuurk. Akad. Amsterdam Oct. u. Nov. 1896; ferner On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance. Communications from the Labor. of phys. of Leiden Nr. 33, 1896 u. Phil. Mag. **43**, S. 226—237. 1897.

Außenlinien ebenfalls linear polarisiert, aber beide nach einer Ebene, die senkrecht zur Polarisationsebene von τ steht.

Alle diese unmittelbaren Folgen der Theorie hat schon ZEEMAN selbst durch die Beobachtung vollkommen bestätigt. Indem man aber feststellt, welche von beiden Linien, die der accelerierten Periodendauer τ_1 oder die der retardierten τ_2, links-, welche rechts-zirkular polarisiert ist, und indem man den Unterschied $\tau - \tau_1$ und $\tau_2 - \tau$ für bestimmte Linien und Feldstärken (denen diese Differenzen proportional sind) mißt, kann man weiterhin ermitteln, welches Vorzeichen die lichterregende Elementarladung besitzt, und wie groß das Verhältnis ihrer Ladung zu ihrer Masse q/m ist. Es ergab sich das überaus wichtige Resultat, daß es das negative Elektron ist, welches schwingt, und daß für q/m der Wert 10^7 erhalten wird, also (der Größenordnung wenigstens nach) derselbe Wert, den dieses Verhältnis auch in den Kathodenstrahlen und den β-Strahlen der radioaktiven Körper besitzt.

Noch zahlreiche andere Eigentümlichkeiten haben die Beobachtungen bezüglich dieses Phänomens zutage gefördert; neue Phänomene sind hierbei entdeckt worden, welche mit dem ZEEMAN-Phänomene im Zusammenhange stehen.[1]

139. Die Maxwell'schen Friktionsteilchen. — Nachdem durch eine ganze Reihe neuerer Untersuchungen die Existenz kleinster frei beweglicher elektrischer Teilchen in hohem Grade wahrscheinlich gemacht worden ist (vgl. § 107 S. 151 u. § 108 S. 156), gewinnt eine Vorstellung wiederum an erhöhter Bedeutung, welche MAXWELL bereits 1861 und 1862 in der Reihe jener fundamentalen Abhandlungen „Über physikalische Kraftlinien" (OSTWALD's Klassiker, Nr. 102) eingeführt hatte, in denen er seine Theorie der Molekularwirbel begründete, nämlich die Vorstellung kleinster zwischen die wirbelnden Elemente eingefügter Friktionsteilchen, welche ihm die Elektrizität darstellten.

Betrachten wir die Fig. 95 S. 181 oder die in § 123 beschriebenen Wirbelmodelle Fig. 96—100 S. 182—184, so muß es unverständlich erscheinen, wieso die Wirbelbewegungen in den einzelnen Kraftröhren nebeneinander bestehen können, ohne sich an ihrem Umfange zu stören, da hier doch überall Bewegungen zusammentreffen, welche nach entgegengesetzten Richtungen verlaufen. Auch ist es nicht verständlich, wenn wir uns das Feld eines Stromes von wirbelnden

---

[1] Bezüglich dieser weiteren Einzelheiten verweise ich auf die treffliche Übersicht, welche W. VOIGT in der Physikalischen Zeitschrift (1. Jahrg. Nr. 10, S. 116, Nr. 11, S. 128 und Nr. 12, S. 138, 1899) über diese ganze Gruppe von Phänomenen gegeben hat; der Genannte hat selbst eine umfassende Theorie dieser elektrooptischen Erscheinungen gegeben und neue Eigentümlichkeiten des Phänomens entdeckt, die seine Theorie voraussehen ließ; bei obiger Darstellung habe ich mich an den genannten, höchst lesenswerten Aufsatz zum Teil angelehnt.

Teilchen erfüllt denken, wie es etwa das mechanische Modell Fig. 94 S. 179 erläutert, wie es möglich sein soll, daß die Vorgänge in der Strombahn *S*, die wir uns nach § 92 S. 129 unten als eine Wanderung elektrischer Teilchen zu denken haben, Drehbewegungen in ihrer Umgebung auslösen können, denn eine Kurbel *K*, wie im Modelle Fig. 94, existiert ja in der Natur nicht. Es ist klar, daß hier die Maxwell'sche Vorstellung der Molekularwirbel, welche die magnetischen Kräfte sehr gut darstellen, eine Ergänzung nach der elektrischen Seite des Phänomens hin erfahren mußte. Maxwell nimmt nun an, daß die Elektrizität als solche ganz allgemein aus kleinsten elektrischen Teilchen bestehe, die sich überall zwischen den Molekülen der materiellen Substanzen und an diesen befinden; diese Elektrizitätsatome sind alle einander gleich, d. h. jedes führt dieselbe kleinste Ladung mit sich. Setzen wir diese Ladung gleich der sog. Elementar- oder Valenzladung (§ 108 S. 158), so würden demnach diese Teilchen in der Tat direkt mit den Elektronen § 108 S. 157 identifiziert werden können. Nun schreibt ihnen Maxwell aber noch eine ganz bestimmte mechanische Eigenschaft zu; sie sollen nämlich an den äußeren Wänden eines wirbelnden Moleküls, an einer Wirbelzelle, ohne Gleitung abrollen. Durch diese Eigenschaft würden sie dann in der Tat die Wirbelbewegung von Molekül zu Molekül übertragen können, etwa wie kleine Hilfszahnrädchen, welche wir zwischen zwei große Zahnräder einschalten, wenn wir das eine durch das andere mit gleichem Drehsinne antreiben wollen.

Wir wollen das Beispiel eines Stromkraftfeldes in der Umgebung eines gestreckten Leitungsdrahtes betrachten, also einen Fall, der bereits durch die Figuren 93 und 94 S. 179 schematisch dargestellt war. In Fig. 118 stellt das schraffierte Band in der Mitte den Längsschnitt durch den horizontal liegenden kreiszylindrisch geformt gedachten Leitungsdraht dar, durch welchen der Strom *S* fließe in Form elektrischer Teilchen, welche in einer konaxialen Schicht $\beta\beta$ durch eine sog. elektromotorische Kraft vorwärts durch den Leiterquerschnitt getrieben werden. Sowohl im Leiter (vgl. § 90 S. 125 unten) selbst als auch außerhalb desselben werden dadurch Magnetkraftlinien erzeugt, welche, da sie uhrzeigerförmig um den Leitungsdraht herumgehen, in der oberen Hälfte der Figur in die Zeichenebene senkrecht hineintreten, unten senkrecht wieder durch diese hindurchtreten und nach vorn kommen. Nach § 122 S. 177 muß man sich die Wirbelbewegung uhrzeigerförmig erfolgend denken, wenn man den Kraftlinien entlang blickt, d. h. in der oberen Hälfte der Figur zeigermäßig, in der unteren gegenzeigermäßig. Man muß sich die ganze Figur um die horizontale Mittellinie α gedreht denken; dann beschreiben die quadratischen größeren Zellen Kraftröhren, die Pfeile in ihnen zeigen an, wie die Drehbewegungen in ihnen verlaufen, deren Wirkung wir uns bis an die Wände der Zellen heran sich fortsetzend denken können, so daß in diesen Wänden selbst noch Strömungen im Sinne der eingezeichneten Pfeile verlaufen. In der Mittelachse des Leiters ist die magnetische Kraft nach § 90 S. 126 oben gleich Null, hier allein wirbeln die Teilchen nicht; von hier aus wächst die Kraft innerhalb des stromdurchflossenen Leiters nach außen proportional mit der Entfernung von der Achse (S. 126), erreicht in der Leiteroberfläche selbst ihren Maximalwert, und nimmt von hier an nach außen hin nach dem Biot-Savart'schen Gesetze proportional mit der einfachen Potenz der Entfernung von der Achse des Leiters wieder ab. Dabei ist nach § 98 S. 137 für jede Entfernung das

Linienintegral der magnetischen Kraft, rings um den Leiter einmal ganz herum aufsummiert, proportional der pro Zeiteinheit durch den von dem Integrationswege begrenzten Querschnitt hindurchgehenden Elektrizitätsmenge.

Nach § 122 S. 178 unten hat man die Drehgeschwindigkeit (Wirbelintensität) an jeder Stelle der magnetischen Kraft proportional zu setzen, wie MAXWELL a. a. O. eingehender gezeigt hat; das soeben von dieser Kraft Gesagte gilt also auch für die Drehgeschwindigkeiten.

Die zwischen die wirbelnden Teile eingeschalteten Friktionsteilchen sind in der Figur durch kleine Kreise angedeutet. Zwischen je zwei solchen

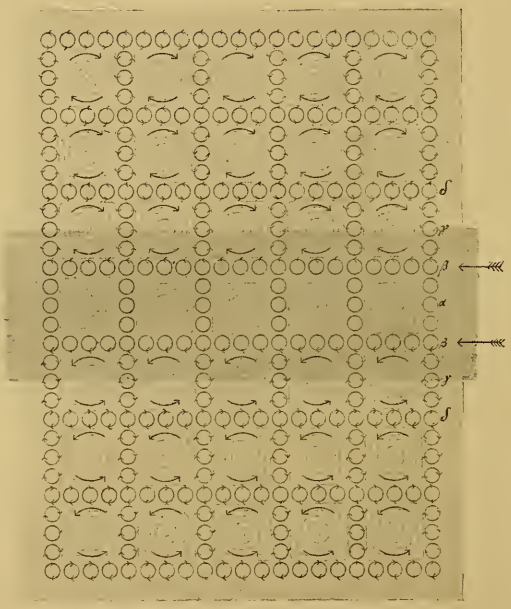


Fig. 118.

Teilchen müssen Zwischenräume bestehen, so daß sie bei ihrer Drehung nicht miteinander in Kollision geraten können; man könnte sich dies etwa durch die gegenseitige elektrische Abstoßung der gleichartig geladenen Teilchen bedingt denken.

Wie bereits erwähnt, identifiziert nun MAXWELL diese Friktionsteilchen direkt mit der Elektrizität (vgl. S. 50 der oben zitierten Klassikerausgabe). In Leitern der Elektrizität müssen wir uns diese Teilchen daher von Molekül zu Molekül fortbeweglich denken. Freilich geht dieses Losreißen von einem Molekül und das Übergehen zum nächsten nicht ohne Energieverlust vonstatten; dadurch kommt eine Art Reibungsvorgang zustande, durch den ein Teil der den Strom unterhaltenden Energie in Wärme (die sog. JOULE'sche Wärme, vgl. später § 157) verwandelt wird. In Nichtleitern werden die Teilchen mit bedeutend größeren Kräften am Moleküle festgehalten, so daß sie sich nur aus ihrer Gleichgewichtslage um kleine Strecken verschieben können (Verschiebung, Verschiebungsströme).

Wenn die elektromotorische Kraft die Elektrizitätsteilchen β von rechts nach links an der axialen, nicht wirbelnden Molekülschicht α entlang schiebt,

so versetzen diese bei ihrem Dahinrollen an α die Moleküle in der umgebenden Schicht γ in Drehung in einem Sinne, der durch die Pfeile angedeutet ist. Auf diese Molekülschicht folgt wieder eine Schicht Friktionsteilchen δ, welche in unserer Figur bereits außerhalb des leitenden Materiales liegt. In ihr verschieben sich die Teilchen nur um geringe Beträge, setzen aber die ihnen von γ her mitgeteilten Drehbewegungen fort, wodurch sie diese der folgenden Molekülschicht übermitteln und so fort, so daß schließlich der ganze Feldraum mit gleichsinnig verlaufenden Drehbewegungen, d. h. mit magnetischen Kraftäußerungen erfüllt ist, die wir demnach als unzertrennlich mit dem Stromphänomene selbst verbunden ansehen müssen.

Will man auch die quantitative Seite des in Rede stehenden Phänomens durch diese Vorstellung der Friktionsteilchen interpretieren, so muß man die weitere Voraussetzung hinzunehmen, daß die von Schicht zu Schicht übermittelte Drehgeschwindigkeit an jeder Stelle um so kleiner wird, je mehr einzelne Teilchen in Bewegung zu setzen sind.

Da die Zahl der rotierenden Teilchen in dem Maße zunimmt, wie die Entfernung wächst, kann dann in der Tat jedem einzelnen nur ein entsprechend geringerer Teil an Rotationsenergie zugeführt werden, die Drehgeschwindigkeiten und damit die Feldstärken müssen abnehmen wie die Entfernung zunimmt, wenn auch die Gesamtheit der Drehimpulse (das Linienintegral der Wirbelintensität sowohl wie das der magnetischen Kraft) durch den im umgebenden isolierenden Medium reibungslos funktionierenden Mechanismus unverkürzt weiter gegeben wird.

Wendet man diese Vorstellung auch auf das Innere des (gleichmäßig) vom Strome durchflossenen Leiters an, so hat man zu beachten, daß jede folgende Schicht von Friktionsteilchen wiederum von der elektromotorischen Kraft fortgetrieben wird, daß diese im Leiter sich also nicht nur drehen und dadurch Drehgeschwindigkeiten vermitteln, sondern daß sie auch fortwandern, also die nach außen hin übermittelten Geschwindigkeiten steigern. Da die Zahl der vermittelnden Teilchen in dem Maße wächst, wie wir uns von der Achse entfernen, muß also im Inneren des Leiters selbst die Drehgeschwindigkeit und damit die magnetische Kraft proportional mit der Entfernung von der Achse wachsen und in der Oberfläche des Leiters ein Maximum erreichen, wie es nach S. 126 oben tatsächlich der Fall ist.

Maxwell selbst betrachtete die ganze hier auseinandergesetzte Vorstellung nur als ein Bild, als eine „Hilfsvorstellung" wie wir heute sagen würden; er verwahrt sich ganz ausdrücklich dagegen durch dasselbe etwa „das Wesen der Elektrizität" erklären zu wollen. Dies sei ausdrücklich gegenüber allen, gerade in der letzten Zeit in großer Zahl wieder auftretenden Autoren hervorgehoben, welche jedesmal, wenn es ihnen gelungen ist, durch ein mehr oder weniger plausibles mechanisches Bild einen Vorgang illustriert zu haben, glauben, „das Wesen" der Elektrizität, der Schwerkraft usw. „erklärt" und das „Rätsel dieser Kräfte gelöst" zu haben.

Wie groß aber der Wert solcher selbst ganz grob sinnlicher Bilder sein kann, wenn sie geschickt gewählt sind, geht am besten daraus hervor, daß Maxwell selbst auf Grund dieser ganz speziellen Vorstellung jenes allgemeine, berühmte, nach ihm benannte Gleichungssystem ableitete, welches dann später H. Hertz bei seinen bahnbrechenden Versuchen leitete.[1] Eine der wichtigsten Konsequenzen

---

[1] Über die große gedankenökonomische sowie heuristische Bedeutung derartiger Hilfsvorstellungen gerade in der Elektrizitätslehre vgl. C. Heinke, der in dem von ihm herausgegebenen großen Handbuche der Elektrotechnik (Leipzig bei S. Hirzel) in Bd. I (Elektrophysik und Theorie des Elektromagnetismus) im 2. Abschnitte eine treffliche Darstellung der wichtigsten älteren sowie der neueren Hilfsvorstellungen, welche sich auf die elektrischen und magnetischen Phänomene beziehen, gibt.

dieses Gleichungssystems war nämlich die, daß sich Änderungen in den elektrischen Strömungen mit endlicher, durch die Beschaffenheit des Zwischenmittels bedingter Geschwindigkeit fortpflanzen müssen, eine Konsequenz, welche in der Tat schon nach dem Bilde des Stromvorganges, wie wir es hier betrachtet haben, plausibel wird. Mit der Endlichkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit war aber sofort auch die Möglichkeit in Aussicht gestellt, bei rasch hin- und hergehenden elektrischen Strömungen, bei sog. elektrischen Schwingungen, elektrische Wellen zu erhalten, und hier setzten dann die großen Entdeckungen von H. Hertz direkt ein.

Dritter Abschnitt.

Induktion.

Im vorhergehenden, zweiten Abschnitte haben wir die Eigenschaften der magnetischen Kraftfelder elektrischer Ströme betrachtet und dieselben mit denen von Dauermagneten in Beziehung gesetzt. Dabei wurden diese Ströme und damit ihre Felder durchweg als von vornherein gegeben betrachtet. Jetzt soll die Art und Weise studiert werden, wie man solche elektrische Ströme erhalten und zwar wie man sie speziell mit Hilfe von magnetischen Kraftfeldern erzeugen kann. Wir gelangen dabei unmittelbar zu den Methoden der Stromerzeugung, bei denen die die Erscheinung bestimmenden Einzelmomente in der einfachsten und übersichtlichsten Weise zusammentreten. Denn die Vorgänge bei der Erzeugung von Elektrizität durch Reibung oder Berührung, bei der Strombildung in den galvanischen Elementen, oder die thermoelektrischen Vorgänge setzen einem unmittelbaren Einblicke viel größere Schwierigkeiten in den Weg als die Vorgänge der hier zu betrachtenden Induktion, bei der die Prozesse der Strombildung in der einfachsten Weise mit den Bestimmungsstücken eines Magnetfeldes zusammenhängen.

Zudem lernen wir hier die wichtigste und mächtigste Quelle der kostbaren Energieform kennen, welche durch den elektrischen Strom repräsentiert wird, denn alle die gewaltigen Generatoren der Starkstromtechnik sind nichts anderes als Induktionsmaschinen.

Auch in diesem Abschnitte werden uns bei allen unseren Schritten die Kraftlinien begleiten, ja der Kraftlinienbegriff feiert erst hier seine eigentlichen Erfolge; es wäre ganz unmöglich sich durch die Überfülle von Einzelerscheinungen hindurch zu finden und diese unter einheitliche Gesichtspunkte zu ordnen ohne dieses großartige, von Faraday eingeführte Hilfsmittel der Kraftlinien; für den konstruierenden Ingenieur sind sie das unentbehrlichste Hilfsmittel geworden.

Wenn gelegentlich schon bei anderen bedeutungsvollen Neuansätzen der wissenschaftlichen Entwickelung auf die große Bedeutung des Studiums der Originalarbeiten hingewiesen wurde, so mag dies in besonderem Maße bezüglich der Entdeckung der Induktionserscheinungen durch Michael Faraday im Jahre 1831 geschehen. Mit ihnen setzt eine der glänzendsten Reihen von Entdeckungen ein: Faraday's berühmte Experimental-Untersuchungen über Elektrizität.[1]

[1] Das gewaltige, dreibändige Werk ist deutsch von S. Kalischer (bei Jul. Springer, Berlin 1889—1891) erschienen und stellt auch heute noch eine Fundgrube der folgereichsten Ideen dar. Wichtig ist, daß die „Experimental-Untersuchungen" jetzt auch durch die mehrerwähnte Ostwald'sche Sammlung von Klassikern der exakten Wissenschaften in sehr handlicher Form zugänglich

Nichts ist lehrreicher als die Geschichte gerade dieser Entdeckungen.[1] Das Problem war gegeben. Man wußte, daß ein Stück weichen Eisens magnetisch wird, wenn es von einem elektrischen Strome umkreist wird. Wie sah das Gegenstück zu dieser Erscheinung aus? Es mußte möglich sein aus Magnetismus elektrischen Strom zu gewinnen. Schon 1822 findet sich in Faraday's Notizbuch die Bemerkung: „Verwandle Magnetismus in Elektrizität". Auf den ersten Blick konnte die Sache sehr einfach erscheinen. Man versah einen Kern aus weichem Eisen durch einen Hilfsmagneten mit Kraftlinien und sah nach, ob dann in der diesen Kern umgebenden Drahtspirale ein elektrischer Strom zirkulierte. Dies war nicht der Fall. Es mußte also noch eine notwendige Bedingung übersehen sein, ein wesentliches Bestimmungsstück der gesuchten Spiegelbilderscheinung des Elektromagnetismus fehlte noch. Man erzählt, daß Faraday in dieser Zeit ein kleines Modell eines stabförmigen Elektromagneten (ein Stückchen weichen Eisens mit einigen Windungen Kupferdraht darum) stets in seiner Westentasche mit sich herumgetragen habe, um sich immer in das Wesen des Zusammenhanges von Ursache und Wirkung, wie es bei dieser einfachsten Fundamentalerscheinung der einen Erscheinungsgruppe vorlag, vertiefen zu können; denn nur durch eine solche Vertiefung, solch' eine geistige Versenkung in das Wirken der Kräfte konnte die Umkehrungserscheinung gefunden werden. In den Jahren 1824, 1825, 1828 sehen wir Faraday erneute energische Angriffe auf das Problem machen, aber immer wieder ohne Erfolg. Das größte Experimentalgenie aller Zeiten hat neun Jahre lang vergeblich nach der Erscheinung der Induktion, von deren Vorhandensein er sich intuitiv überzeugt hielt, gesucht, ein Trost und ein Ansporn für solche, welche oft schon durch die unvermeidlichen ersten Mißerfolge zu dem bekannten: „Es geht nicht" ihre Zuflucht zu nehmen geneigt sind. Im Sommer 1831 zeigte ihm ein Zucken der Galvanometernadel das erste Induktionsphänomen an, und nun wurde das ganze Gebiet in zehn Tagen erschlossen und zwar in einer Art und Weise, daß spätere Zeiten nichts zu korrigieren und nur relativ sehr wenig zu ergänzen fanden; die ersten Grundlagen der modernen Elektrotechnik waren gefunden. Die Art und Weise; wie Faraday von Schluß zu Schluß, von Versuch zu Versuch fortschreitet, ist im höchsten Grade instruktiv. Er verleiht in seinen Veröffentlichungen seinen Ideen überhaupt „einen Ausdruck, der sich ganz besonders einer entstehenden Wissenschaft anpaßt", wie Maxwell, den man nicht mit Unrecht den Propheten Faraday's genannt hat, in seinem Lehrbuche der Elektrizität und des Magnetismus (deutsch von Weinstein, vgl. S. 86 Anmerkung, II. Bd. S. 216) bemerkt; und weiter führt Maxwell (a. a. O., S. 217) aus: „Er berichtet von seinen erfolglosen Versuchen nicht minder wie von den erfolgreichen, er teilt seine noch so rohen Vorstellungen ebenso wie seine schon ausgebildeten mit. Deshalb fühlt der Leser, wenn er ihn auch an induktiver Kraft bei weitem nicht erreicht, doch mehr Sympathie als Bewunderung für den Forscher, und er wird fast zu dem Glauben verleitet, daß er selbst, wenn ihm nur die Gelegenheit geboten würde, auch ein solcher Entdecker werden könnte. Der Studierende soll — — —, wenn er seinen wissenschaftlichen Geist bilden will, Faraday's Untersuchungen eifrig studieren, denn, indem ihn der Verfasser in die Geschichte seiner Entdeckung und in seinen Ideengang einführt, fordert er ihn zur Kritik des Weges, auf dem er zu seinen Resultaten gelangt ist, heraus und zeigt ihm, wie man wissenschaftliche Forschungen anzustellen hat."

---

gemacht werden. Für uns kommt Heft Nr. 81 mit der I. und II. Reihe in Betracht, welche die im Jahre 1832 publizierten Abhandlungen über Induktion enthalten, herausgegeben und mit Anmerkungen versehen von A. J. von Oettingen, 1896.

[1] Diese hochinteressante Geschichte ist in trefflicher Form geboten in „Michael Faraday; his life and work" von Silvanus P. Thompson (The Century Science series edit. by Sir Henry Roscoe, Cassell and Comp., London 1898 und 1901), deutsch von Agathe Schütte und Heinrich Danneel (W. Knapp, Halle a. S. 1900).

Neuntes Kapitel.

Induktion beim Schneiden von Magnetkraftlinien. („Rechte-Hand-Regel.“)

Der Entdecker eines neuen großen Erscheinungsgebietes trifft nicht immer auf das einfachste und grundlegende Einzelphänomen zuerst; so hat auch FARADAY die erste Induktionswirkung an einer Anordnung bemerkt, der zwar, wie die Folge gelehrt hat, eine außerordentlich wichtige technische Bedeutung zukommt, die aber durchaus nicht zu den einfachen Induktionsanordnungen gehört. Es ist diejenige, welche wir heute als einen Transformator bezeichnen würden, und zwar war es der eisengeschlossene Ringtransformator, welcher das lange gesuchte erste Zucken der Galvanometernadel lieferte.

Aber FARADAY analysierte die gefundene Erscheinung und führte sie mit mustergültiger Folgerichtigkeit auf ihre einfachsten Elemente zurück. Dabei blieb ihm schließlich ein Grundphänomen von größter Einfachheit und Durchsichtigkeit übrig, aus dem alle anderen Erscheinungen, so kompliziert sie zunächst auch erscheinen mochten, abgeleitet werden konnten: Es zeigte sich, daß immer dann, wenn magnetische Kraftlinien von einem Leiter geschnitten werden, Induktionswirkungen in diesem auftreten. Dieses Schneiden von Magnetkraftlinien ist das Elementar- oder Grundphänomen des ganzen ungeheuren Gebietes der Induktionswirkungen; aus ihm kann man alle anderen Gesetzmäßigkeiten ableiten und mit ihm sämtliche Einzelerscheinungen deuten.

Wie überall, so stellen wir auch bei der Beschreibung der Induktionserscheinungen das Experimentelle voran und führen eine Reihe von Versuchen aus, welche zunächst die Grunderscheinungen des ganzen Gebietes darstellen. Hierbei wird die Wichtigkeit des Kraftlinienbegriffes in seiner ganzen Tragweite hervortreten, denn es zeigt sich, daß der Verlauf der magnetischen und elektromagnetischen Kraftlinien in erster Linie für die Erzeugung von elektrischen Strömen in geschlossenen Leitern maßgebend ist.

Der Kraftlinienverlauf bildet das einzige Mittel, die mannigfaltigen hier zu behandelnden Phänomene in ein einfaches Gesetz zusammenzufassen und aus diesem wiederum abzuleiten; die darauf bezüglichen Bilder und Modelle der vorhergehenden Abschnitte werden demgemäß auch in diesem und den folgenden Kapiteln eine große Rolle spielen.

Wie wir bei den magnetischen Kraftlinien an jeder Stelle außer der Richtung und dem Richtungssinne die Stärke des Feldes zu unterscheiden hatten, so werden wir auch hier diese Begriffselemente in den Induktionserscheinungen,

die von ihnen abhängen, wiederfinden. Wir werden in diesem Kapitel sowohl die qualitativen Momente, vornehmlich die Gesetze des Richtungssinnes der neuen Phänomene verfolgen, als auch unmittelbar damit im Zusammenhange die durch die Kraftliniendichte bestimmten quantitativen Grundgesetze ableiten.

Die Erscheinungen der Induktion sind so mannigfaltig, daß wir nur besonders charakteristische Typen der Versuchsanordnungen herausgreifen und beschreiben können.

140. Grundversuch. — Ein breiter Streifen s aus Aluminiumblech Fig. 119 wird mit seinen Enden an die an der Zimmerdecke befestigten Goldbänder b_1 und b_2 gehängt und dadurch leitend an diese angeschlossen, daß die Streifenenden um die unteren Enden der Goldbänder gebogen und an diese festgedrückt werden.

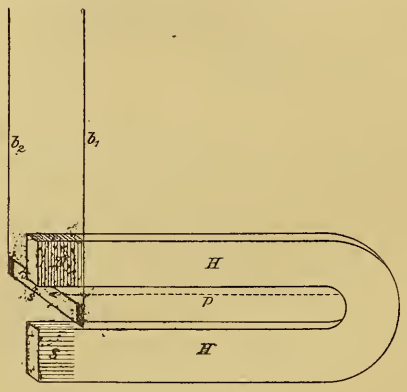


Fig. 119.

Die oberen Enden der Bänder b_1, b_2 werden durch Leitungsschnüre an einen empfindlichen Multiplikator oder an ein ballistisches Galvanometer § 133 S. 206 angeschlossen, bei dem man vorher bestimmt hat, welche Ausschlagsrichtung einer bestimmten Stromrichtung entspricht.

Damit die Nadelausschläge des Multiplikators weithin deutlich sichtbar sind, werden die Polenden der oberen Nadel mit einer roten bzw. blauen Papierfahne bezeichnet, eventuell wird das Instrument mit einem Spiegel versehen und dadurch zur Projektion geeignet gemacht. Der durch eine Linse auf den Spiegel konzentrierte Lichtkegel einer hellen Lampe wird von ihm auf eine Skala geworfen, auf der ein reelles Bild der Lichtquelle erzeugt wird.

Statt des an Goldbändern aufgehängten Aluminiumstreifens kann man auch den an Fäden hängenden in Quecksilberrinnen tauchenden Metallbügel Fig. 72 S. 140 zu dem Versuche verwenden, vgl. auch Fig. 71 S. 139.

In den vollkommen metallisch geschlossenen Leiterkreis ist also nirgends eine elektromotorische Kraft eingeschaltet: das stromanzeigende Instrument befindet sich in seiner Ruhelage. Auch wenn man den Bügel s bewegt, verharrt es in dieser.

Jedenfalls zeigt es doch nur bei sehr großer Empfindlichkeit eine sehr geringe Bewegung; woher dieselbe rührt, wird w. u. erläutert.

Bringt man aber den Streifen s in ein starkes Magnetfeld, indem man das Hufeisenmagnetmagazin HH Fig. 119 so an s heranschiebt, daß das Aluminiumband s zwischen den Schenkeln N und S quer zu den Kraftlinien des hier besonders dichten Feldes zu hängen kommt, so antwortet das Galvanometer jedesmal mit einem deutlichen Ausschlage, wenn man s hin- und herbewegt und damit den Abstand p von der Indifferenzzone des Magneten vermindert oder vermehrt.

Bei der Anordnung Fig. 72 schiebt man den Magnetstab M ein und bringt dadurch den Bügel in das zwischen dem unteren Pole von M und dem Eisenstücke E sich ausbildende Magnetfeld.

Man steigert die Amplitude der Schwingungen des stromanzeigenden Instrumentes, wenn man jedesmal beim Durchgange der Nadel durch die Gleichgewichtslage die neue Bewegung mit dem beweglichen Leiterteile vornimmt und dadurch jede Schwingung gerade in dem Augenblicke durch einen neuen Impuls verstärkt, wenn er die Nadel in der Ruhelage antrifft („Multiplikationsverfahren").

Dieser Grundversuch lehrt also:

Bei der Bewegung eines einem geschlossenen Leiterkreise angehörenden Metallstückes in einem Magnetfelde quer zu dessen Kraftlinienrichtung wird in dem Kreise ein elektrischer Strom erzeugt. Man nennt den Vorgang nach FARADAY „Induktion" und sagt: Durch die Bewegung wird ein Strom „induziert" oder ein „Induktionsstrom" geweckt.

Bei Umkehrung der Bewegungsrichtung kehrt sich auch die Richtung des induzierten Stromes um; durch die Hin- und Herbewegung des Leiterstückes in dem Magnetfelde wird also ein in seiner Richtung wechselnder Strom, ein „Wechselstrom" induziert.

Die beschriebene Vorrichtung stellt gewissermaßen den einfachsten Fall einer Wechselstrommaschine dar. Denn in dem festliegenden Magneten und dem durch sein Feld sich bewegenden Leiterstücke haben wir das einfachste Bild dessen vor uns, was wir die „Stromquelle" eines axialen Kraftliniensystemes nennen können. Die an die Enden der Goldbänder angesetzten Klemmen sind die „Polklemmen".

So lange der Leiter relativ zu den Kraftlinien des Feldes ruht, wird kein Strom induziert. Die Bewegung ist also das eine wesentliche Bestimmungsstück des Vorganges, das andere ist das Magnetfeld.

Daß bei sehr empfindlichem Galvanometer der Bügel auch ohne künstliches Magnetfeld bei seiner Bewegung einen Strom liefert, wie oben erwähnt wurde, liegt einfach daran, daß er sich immer in dem natürlichen Felde der Erde befindet. Erinnern wir uns an den Verlauf der erdmagnetischen Kraftlinien § 27 S. 24, stellen wir etwa das § 62 S. 75 erwähnte Modell des erdmagnetischen Feldes Fig. 36 neben unserem Apparate auf, so erkennen wir, daß der Bügel bei seiner Bewegung sich quer zu den erdmagnetischen Kraftlinien bewegt, und das war ja gerade die Bedingung für das Entstehen eines induzierten Stromes.

141. Die Rechte-Hand-Regel (R.H.R.). — Fassen wir bei den vorigen Versuchen die Richtung des in dem Drahtkreise erzeugten und die Magnetnadel ablenkenden Stromes ins Auge, so zeigt sich zunächst, daß sich mit der Bewegung auch die Richtung des induzierten Stromes umkehrt. Drehen wir den Hufeisenmagneten um, so wird bei derselben Bewegungsrichtung des Leiters jetzt ein Induktionsstrom im umgekehrten Sinne erzeugt. Wie früher (§ 100) veranschaulichen wir eine derartige Doppelsymmetrie dreier zueinander senkrechter Richtungselemente (Vektoren) durch die drei ersten ausgestreckten Finger einer Hand. Wir behalten auch hier wieder die Bezeichnungen: Kraftlinienrichtung ≡ Zeigefinger, Stromrichtung ≡ Mittelfinger, Bewegungsrichtung ≡ Daumen bei, vgl. S. 141, und erkennen aus allen vier Kombinationen, in denen der Grundversuch ausführbar ist, daß die Beziehung der genannten drei gerichteten Elemente unserer Erscheinung zueinander jetzt durch die drei Finger der rechten Hand ausgedrückt wird.

Wir stellen somit der in § 100 S. 141 formulierten Regel, welche den Sinn des Bewegungsantriebes beschreibt, den ein gegebener Strom in einem feststehenden Magnetfelde erfährt, der sog. „Linken-Hand-Regel", die zweite „FLEMING'sche Dreifingerregel" für die Induktion eines Stromes bei Bewegung eines zunächst stromlosen Leiters durch ein ruhendes Magnetfeld gegenüber:

Halten wir den Zeigefinger der rechten Hand in die Richtung der Kraftlinien eines festliegenden Magnetfeldes (also von seinem *N*-Pole nach seinem *S*-Pole) und bewegen wir einen Leiter in der Richtung des Daumens derselben Hand quer zur Kraftlinienrichtung vorwärts, so wird in diesem ein elektrischer Strom induziert, dessen Richtung der des Mittelfingers folgt („Rechte-Hand-Regel").

Induktionswirkungen: Rechte Hand.

Kraftlinienrichtung ≡ Zeigefinger,
Bewegungsrichtung ≡ Daumen,
Stromrichtung ≡ Mittelfinger.

Wie sich aus der Linken-Hand-Regel alle Erscheinungen des Elektromagnetismus ableiten lassen, so umfaßt die Rechte-Hand-Regel die Gesamtheit aller Induktionserscheinungen, soweit deren Richtungsbeziehungen zwischen Entstehungsursachen (Kraftfeld und Bewegung) und Folgen (induzierter Strom) in Betracht kommen.

Wir haben hier analog wie S. 141 bei der ersterwähnten Regel die Richtungsgrößen der Ursachen vorangestellt; an dritter Stelle steht die Richtung der eindeutig damit verknüpften Wirkung. Bei den ponderomotorischen Antrieben des Elektromagnetismus ist gegeben: Magnetfeld und Strom, es entsteht aus der geeigneten Kombination beider: Bewegung. Hier sind gegeben: Magnetfeld und Bewegung, es resultiert: Strom.

Es ist gut sich die beiden Regeln fest einzuprägen. Daß die L.H.R. die Erscheinungen des Elektromagnetismus darstellt, die R.H.R. dagegen diejenigen der Induktion, läßt sich nicht weiter herleiten und muß einfach dem Gedächtnisse eingeprägt werden. Ich habe versucht mnemotechnische Hilfsmittel zu ersinnen, welche hier vor Verwechslungen schützen könnten, und es sind mir auch aus dem Kreise meiner Zuhörer mannigfache Vorschläge nach dieser Richtung hin zugegangen. Es wurde z. B. an die Gegensätzlichkeit in der Lautwirkung der Worte:

Links ≡ Elektromagnet Rechts ≡ Induktion

erinnert, oder auf das Merkwort L-e-r-i aufmerksam gemacht, welches sich ergibt, wenn man die Anfangsbuchstaben der vier in Betracht kommenden Kennworte aneinander fügt (bekanntlich merkt man sich Worte, mit denen sich kein bestimmter Sinn verbinden läßt, wie hier mit dem Worte „Leri", besonders leicht). Von anderer Seite wurde darauf hingewiesen, daß links mit dem Buchstaben „el" anfängt und damit dem „El"-ektromagnetismus zugeordnet erscheint.

Man hat die Induktionsregel noch in verschiedene andere Formen gebracht, von denen nur die folgende hervorgehoben sei, welche mit der oben gegebenen Form in leicht ersichtlichem Zusammenhange steht.

„Legt man die rechte Hand so auf den Leiter, daß die Kraftlinien durch die Hand von Handfläche zu Handrücken hindurchgehen, und der Daumen in die Richtung der Bewegung gehalten wird, so zeigen die ausgestreckten Finger in die Richtung des induzierten Stromes."

Diese „Daumenregel“ stellt sich der in § 83 S. 112 gegebenen an die Seite. Der Gegensatz liegt darin, daß bei jener das Magnetfeld und sein Träger bewegt werden und der Strom festliegt, hier dagegen der Stromträger sich bewegt und das Magnetfeld ruhend gedacht ist. Die eine Regel zieht in der Tat die andere unmittelbar nach dem Satze von actio und reactio nach sich.

Man kann auch so sagen: „Blickt ein im Leiterstücke schwimmend gedachter Beobachter der Feldrichtung entlang, so geht der induzierte Strom, wenn das Leiterstück in der Richtung seines ausgestreckten rechten Armes bewegt wird, von seinen Füßen nach seinem Haupte“.

Auch hier empfiehlt es sich die Regel bei allen Kombinationen von Bewegung und Kraftlinienrichtung zu erproben und, wenn das Galvanometer empfindlich genug ist (oder bei Anwendung eines langen, an den Enden durch biegsame Leitungsschnüre an das stromanzeigende Instrument angeschlossenen Drahtstückes auch bei minder empfindlichem Galvanometer), auch auf die durch Bewegungen im Erdfelde induzierten Wirkungen vgl. S. 231 anzuwenden.

Die drei Finger werden dabei wiederum, wie es schon auf S. 141 erwähnt wurde, durch jene Farben bezeichnet, durch die wir die einzelnen Vektoren auszeichnen wollten (Kraftlinienrichtung weiß, Bewegung blau, Strom rot); die drei Finger der rechten Hand bilden dann ein sog. rechts- oder weinwendiges Koordinatensystem.

142. Das Schneiden der Kraftlinien. — Nicht jede Bewegung eines Stromleiters in einem Magnetfelde ruft einen Induktionsstrom hervor; um dies zu erkennen, schließt man an das Galvanometer eine biegsame Leitungsschnur an und legt an die beiden Seiten des hochkant auf einen Hocker gelegten Hufeisenmagnetmagazins die § 23 S. 19 erwähnten Bretter mit den durch Drähte markierten Kraftlinien an, die man hier festbindet.

Fährt man mit einem zwischen beiden Händen ausgestreckten geradlinigen Stücke der Leitungsschnur an einem Kraftlinienpaare entlang, so erhält man keinen Strom, selbst dann nicht, wenn man in dem starken Innenfelde zwischen den beiden Magnetschenkeln den Kraftlinien entlang gleitet: Bei Bewegungen längs der Kraftlinien wird kein Strom induziert. Ebensowenig wird ein Strom induziert, wenn der Leitungsdraht in seiner eigenen Richtung (am selben Orte im Felde) hin und her gezogen wird.

Geht man aber von einem Kraftlinienpaare zu einem anderen über, bewegt man sich also quer zu den Kraftlinien, so erhält man jedesmal einen deutlichen Stromstoß. Diese Querbewegung kann nicht ausgeführt werden, ohne daß die zwischen den markierten Kraftlinien liegenden nicht markierten Linien durchschnitten werden: Das Schneiden von Magnetkraftlinien ist also die wesentliche Bedingung für das Entstehen von Induktionswirkungen.

Dabei ist es nicht notwendig, daß die Linien senkrecht durchschnitten werden. Legt man die Leitungsschnur an ein ein Kraftlinienpaar markierendes Drahtpaar an und geht man (in einer zur Schwingungsdauer des Galvanometers kurzen Zeit) zu irgend einem anderen Paare über, so erhält man einen Stromstoß, der am Galvanometer einen bestimmten Ausschlag hervorruft; man wird bemerken, daß man immer denselben Ausschlag bekommt, gleichgültig auf welchem Wege man von dem einen Kraftlinienpaare zu demselben

anderen Paare übergeht; man erhält also einen Ausschlag von der gleichen Größe, wenn man denselben Strang von Kraftlinien irgendwo und auf irgend eine Weise schneidet.

Genaueres hierüber wird erst später in § 158 mitgeteilt werden.

143. Begriff der elektromotorischen Kraft. — Betrachten wir den elektrischen Strom als hervorgerufen durch die Wanderung kleinster Teilchen, welche mit Elektrizität beladen sind, wie wir es bereits in § 92 S. 129 u. getan haben, also etwa als einen Strom MAXWELL'scher Friktionsteilchen § 139 S. 220 oder allgemein als Strom von Elektronen § 108 S. 156, so kann das Ergebnis der im voranstehenden Paragraphen beschriebenen Versuche auch so formuliert werden: Bei dem Schneiden von Magnetkraftlinien werden in dem Leitungsdrahte die Elektrizitätsteilchen in bestimmtem Richtungssinne hin verschoben und zwar in dem Sinne, wie er durch die R.H.R. eindeutig festgelegt ist. Es ist klar, daß diese Teilchen auch dann bewegt werden müssen, wenn wir das die Kraftlinien schneidende Leitungsstück nicht an eine im übrigen geschlossene Leitungsbahn anschließen. Dann kommt freilich kein „geschlossener Strom" zustande. Die Teilchen erfahren in dem schneidenden Körper nur eine Verschiebung; die + Teilchen werden nach einem Ende hin getrieben, die — Teilchen nach dem anderen. Die hier durch die Bewegung durch ein Magnetfeld geweckte, die Elektrizitätsteilchen bewegende Kraft nennt man eine „elektromotorische Kraft", abgekürzt: E.M.K. oder, da die + Teilchen nach der einen, die — Teilchen nach der entgegengesetzten Richtung hin getrieben, beide Elektrizitäten, die sich zunächst zu elektrisch neutralem Zustande ergänzten, geschieden werden, genauer eine „elektromotorische Scheidekraft".

Auf ein stromdurchflossenes, ruhendes Leiterstück wird nach § 101 S. 142 in einem magnetischen Felde eine „ponderomotorische Kraft" ausgeübt; auf ein zunächst stromloses aber bewegtes Leiterstück eine „elektromotorische Kraft". Man beachte den Gegensatz; die erstgenannte elektromagnetische Wirkung greift an den materiellen Molekülen des Leiterstückes an, die letztere, die Induktionswirkung, an den zwischen diese eingelagerten Elektronen. Die Bezeichnung „elektromotorisch" wird gewöhnlich bei dem bekannten Grundversuche der Lehre von der Influenzelektrizität eingeführt: Ein langgestreckter isoliert aufgestellter, zunächst elektrisch neutraler Konduktor erweist sich an seinen Enden mit Elektrizität geladen, wenn ihm ein geriebener Glas- oder Hartgummistab genähert wird. Dieser braucht den Konduktor gar nicht zu berühren, sondern kann durch einen isolierenden Zwischenraum von diesem getrennt sein. Es findet also nicht Elektrisierung durch Übertragung von elektrischer Ladung statt.

Man denkt sich den Vorgang so, daß die zunächst beieinander liegenden elektrischen Teilchen, die ihre Wirkungen nach außen hin gegenseitig neutralisieren, gegeneinander verschoben und voneinander getrennt werden; die + Teilchen sammeln sich an dem einen Ende, die — Teilchen an dem anderen Ende vorwiegend an. Entfernt man den influenzierenden, elektrisch geladenen Körper, so vereinigen sich die vorher getrennten Teilchen wieder, der Konduktor erscheint wieder unelektrisch.

Dieser Vorgang wird im Englischen mit „induction" bezeichnet, er hat auch dem ganzen hier behandelten Erscheinungsgebiete den Namen gegeben.

Dadurch daß am einen Ende des schneidenden Drahtstückes + Ladung, am anderen — Ladung angehäuft wird, entsteht in diesem eine „elektrische Spannung“ oder genauer gesagt eine „elektrische Spannungsdifferenz“. Hätten wir ein spannungsmessendes Instrument von hinreichender Empfindlichkeit, etwa ein hochempfindliches Quadrantenelektrometer zur Verfügung, so könnten wir in der Tat direkt diese Spannungsdifferenz an den Enden eines durch ein Magnetfeld geführten Leiterstückes nachweisen. Dort wo die Leitungen nach dem Galvanometer hin etwa durch Klemmen angeschlossen werden, herrscht also eine „Klemmenspannung“, welche sich durch die angeschlossene, das Galvanometer enthaltende Strombahn nach jenem fundamentalen Gesetze in Form eines Stromes ausgleicht, welches ganz allgemein die elektrischen Ausgleichserscheinungen beherrscht: das Ohm'sche Gesetz. Dasselbe sagt bekanntlich aus, daß der dem Ausgleiche einer bestimmten elektromotorischen Kraft E.M.K. entsprechende elektrische Strom eine (durch die pro Zeiteinheit durch den Leiterquerschnitt hindurchgehende Elektrizitätsmenge gemessene) Stärke oder Intensität besitzt, welche dieser E.M.K. selbst proportional ist; der Proportionalitätsfaktor ist die sog. Leitfähigkeit; statt ihrer kann man auch ihren reciproken Wert, den sog. Leitungswiderstand einführen, so daß man erhält:

Stromstärke = Leitfähigkeit mal E.M.K.
oder: Stromstärke = E.M.K. durch Widerstand.

Wir werden dieses wichtige Fundamentalgesetz später noch genauer präzisieren, indem wir für die hier in Betracht kommenden Größen entsprechende Einheiten einführen; auch wird gegen den Schluß des nächsten Kapitels hin kurz angedeutet werden, wie man dieses Gesetz auf Grund der Vorstellung von den Maxwell'schen Friktionsteilchen § 139 S. 220 ableiten kann.

Durch die Induktion wird also zunächst eine E.M.K. geweckt und zwar in jedem Teile des Leiterstückes, welcher Kraftlinien schneidet. Man hat also geradezu von einer E.M.K. pro Längeneinheit zu sprechen oder, wenn auch ungenauer, von einer „elektrischen Kraft pro Längeneinheit“. Diese E.M.K. ist das Primäre. Schließt man die Enden des induzierten Leitungsstückes an eine geschlossene die Elektrizität leitende Bahn an, so erhält man in dieser den der induzierten E.M.K. entsprechenden Induktionsstrom.

Insofern derselbe eine gewisse Energieform repräsentiert, welche in andere Formen umgesetzt werden kann, z. B. in Wärme oder in mechanische Arbeit, wenn der Strom, auf ein Magnetfeld wirkend, nach der L.H.R. Bewegungserscheinungen hervorruft, hat man schon der erzeugenden Ursache, der E.M.K., eine bestimmte Arbeitsfähigkeit, die „Potentia“ Arbeit zu leisten, eine gewisse „potentielle Energie“ oder kurz ein Potential zuzuschreiben. In diesem Sinne spricht man statt von E.M.K. (richtiger und besser) auch von einem durch Induktion geweckten Potentiale oder einer „Potentialdifferenz“ an den Enden des induzierten Leiterstückes (besser als „Spannungsdifferenz“).

Alle diese Begriffe werden weiter unten noch genauer präzisiert werden. Hier sollte nur eine vorläufig orientierende Übersicht gegeben werden.

Wir können hiernach auch sagen, daß die R.H.R. die Richtung der längs des bewegten und dabei Kraftlinien schneidenden Leitungsstückes induzierten E.M.K. angibt.

144. Multiplikation der Induktionswirkungen, Hintereinanderschaltung von elektromotorischen Kräften. — Es könnte so erscheinen, als ob die Induktionswirkungen recht schwacher und untergeordneter Natur wären; denn wir bedürfen zu ihrem Nachweise auf dem angegebenen Wege selbst bei Anwendung eines recht kräftigen Hufeisenmagnetmagazins doch schon eines erheblich empfindlichen Galvanometers. Indessen zeigt sich, daß wir auch hier eine Art „Multiplikationsprinzip“ in Anwendung bringen können. Wie wir die magnetischen Wirkungen des elektrischen Stromes dadurch steigern konnten, daß wir Windung an Windung legten (vgl. S. 188), so können wir auch die induzierte E.M.K. und damit nach dem Ohm'schen Gesetze, vgl. S. 235, auch die Stromstärke erhöhen, wenn wir eine größere Länge unserer Leiterbahn zum Schnitt mit Magnetkraftlinien bringen. Legen wir zwei, drei usw. Windungen der bei den Versuchen des § 142 S. 233 benutzten isolierten Leitungsschnur aneinander und schneiden wir mit diesen das Kraftfeld des Magneten *HH* Fig. 119 S. 230, so gibt das (ballistische) Galvanometer zwei-, drei- usw. mal so große Ausschläge. In jedem Centimeter Länge des Kraftlinien schneidenden Leiterstückes wird eine E.M.K. der R.H.R. entsprechend induziert. Die in den einzelnen Windungen induzierten Kräfte sind aber augenscheinlich gleichgerichtet, hintereinander geschaltet, sie addieren sich, und die gesamte E.M.K. der ganzen Anordnung übertrifft die in einer Windung induzierte um das sovielfache, als die Windungszahl beträgt. Dieses Prinzip der Hintereinanderschaltung der in verschiedenen Windungen induzierten einzelnen E.M.K. vermag also die Induktionswirkung außerordentlich zu steigern; wir werden sehen, daß dieses Prinzip bei den Dynamomaschinen eine große Rolle spielt.

Zu beachten ist, daß bei unserem Versuche, bei dem wir die verschiedenen Windungen aus derselben langen Leitungsschnur bildeten, die Leitfähigkeit des gesamten Schließungskreises unverändert blieb, die Stromstärke wächst also im selben Verhältnis wie die Anzahl der Windungen.

Ähnlich wie man bei Hintereinanderschaltung verschiedener galvanischer Elemente im gleichen Sinne zu einer sog. galvanischen Batterie die Klemmenspannung an den Enden erhöht, so auch hier durch die gleichsinnig hintereinander geschalteten Windungen, von denen jede einzelne Induktionswirkungen in sich trägt.

Erfüllt man das Innere der Spulenwindungen mit weichem Eisen, welches die Kraftlinien heranzieht und sammelt, so läßt sich die Wirkung noch erheblich mehr steigern.

145. Erzeugung gleichgerichteter und kontinuierlicher Stromimpulse. — Bisher hatten wir nur kurzdauernde Stromimpulse zu

induzieren vermocht; es ist aber von Wichtigkeit sich schon hier davon zu überzeugen, daß die Induktion nicht nur hin- und hergehende Ströme, „Wechselströme", wie wir sie bisher bei dem Hinein- und Herausgehen in das und aus dem Magnetfelde erhalten haben, vgl. S. 231, zu erzeugen vermag, sondern auch in gleicher Richtung und mit gleicher Stärke dahinfließende elektrische Ströme: „Gleichströme". Dazu brauchen wir nur die Anordnung so zu treffen, daß das Schneiden eines bewegten Metallstückes mit den Kraftlinien weiter fortgesetzt wird. Zieht man z. B. das bewegliche Kupferband CC zwischen den beiden ruhenden Schleiffedern F_1 und F_2, Fig. 120, welche vermittelst der Klemmen K_1 und K_2 an das Galvanometer angeschlossen sind, durch das kräftige Magnetfeld NS eines Elektromagneten hindurch, so wird in jedem Querstreifen des bewegten Bandes, der durch das Feld gleitet, eine E.M.K. geweckt, die dazu führt, daß zwischen dem oberen und unteren Rande von CC eine Potentialdifferenz herrscht.

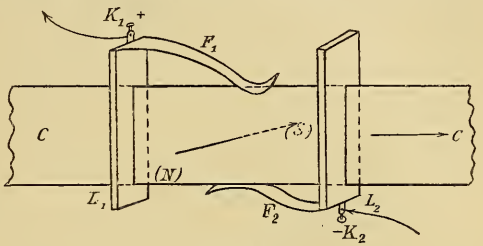


Fig. 120.

Dabei wird das Band CC in entsprechenden Schlitzen zweier Holzleisten L_1 und L_2 geführt, die vorn und hinten am Magneten befestigt sind.

Die Federn F_1 und F_2 vermitteln die E.M.K. dem Galvanometerkreise, und das Galvanometer zeigt einen konstant verbleibenden Ausschlag so lange an, wie man Kupferband mit gleichförmiger Geschwindigkeit zwischen den Polschuhen des Elektromagneten hindurchzieht. Ist freilich das Band zu Ende, so hört auch der Strom auf.

Denkt man sich aber ein Stück Metallband zu einer flachen Metallscheibe S, Fig. 121, zusammengebogen, so braucht man offenbar nur eine Scheibenhälfte durch ein Magnetfeld hindurch zu drehen und kann dann in der Mitte und am Rande so lange Gleichstrom abnehmen, als man die Scheibe durch das Magnetfeld hindurch dreht, da dann kontinuierlich immer neue, Kraftlinien schneidende Leiterelemente wieder in das Feld eintreten, wenn auch immer andere

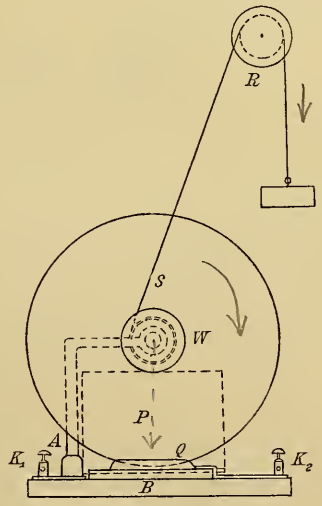


Fig. 121.

aus diesem austreten; man gelangt so zu der berühmt gewordenen „Faraday'schen Scheibe", der ersten Anordnung, welche induzierten Gleichstrom lieferte.[1] An dem Metallgestelle A, Fig. 121, welches die Klemmschraube K_1 trägt, ist um eine horizontale Achse die Welle W drehbar, die mit der Kupferscheibe S fest verbunden ist. Um W ist eine Schnur gewunden, die oben über eine Rolle R gezogen und am anderen Ende mit dem Gewichte G beschwert ist. Der untere Rand der Scheibe taucht in eine mit Quecksilber Q gefüllte Rinne in dem schmalen Grundbrette B ein, mit welchem der ganze kleine Apparat zwischen die Polschuhe P eines Elektromagneten gesetzt wird. Q steht mit der Klemme K_2 in leitender Verbindung; die Kraftlinien mögen etwa von vorn nach hinten senkrecht durch die Zeichenebene gehen. Dann wird ein Strom, der radiär von der Mitte nach dem Rande zu fließt und bei K_2 austritt, so lange induziert, als das Gewicht G die Scheibe S in Rotation erhält.

Die hier skizzierte Anordnung gleicht äußerlich vollkommen der in § 102 S. 145 beschriebenen Barlow'schen Scheibe oder dem Barlow'schen Rade. Wurde dort Strom durch die Scheibe geschickt, so rotierte sie im Magnetfelde. Läßt man in Fig. 121 bei K_1 Strom ein-, bei K_2 austreten, so muß sich die Scheibe der L.H.R. zufolge links herumdrehen, d. h. das Gewicht wird hochgewunden; mechanische Arbeit wird hierbei von dem auf das Magnetfeld wirkenden Strome geleistet. Will man einen Strom von derselben Richtung durch Induktion gewinnen, so muß man, wie wir sahen, diese mechanische Arbeit darangeben, d. h. durch das sinkende Gewicht, welches dabei die in ihm aufgespeicherte Hubarbeit mehr und mehr verliert, die Scheibe rechts herum bewegen lassen.

146. Unipolare Induktion. — Bei den seither besprochenen Anordnungen kam das Schneiden der Kraftlinien dadurch zustande, daß das Magnetfeld ruhte und der die Kraftlinien schneidende Leiter sich bewegte, oder in dem letztbesprochenen Falle der Faraday'schen Scheibe, sich in dem ruhenden Magnetfelde drehte. Man kann aber auch einen Magneten drehen und durch die sich dabei mit bewegenden Kraftlinien eine ruhende Strombahn kontinuierlich schneiden; man erhält dann eine sog. „unipolare Induktion"; „axiale Induktion" oder „Rotationsinduktion" würde den Vorgang besser kennzeichnen. Die Versuchsanordnung entspricht dabei vollkommen den in § 86 S. 115 beschriebenen unipolaren Rotationsapparaten, vgl. z. B. Fig. 54.

Wenn man die große Scheibe C, Fig. 54 S. 115, der Zentrifugalmaschine und damit die durch Riemen mit ihr gekuppelte kleine Scheibe s dreht, so kann man den Klemmen $K_o K_m$ oder $K_m K_u$ Strom entnehmen; im letztgenannten Falle läuft der Strom im entgegengesetzten Sinne als im ersten; schaltet man das Galvanometer an K_o und K_u an, so heben sich die beiden Wirkungen auf, sie sind also einander gleich. Sehr instruktiv ist es die Stromrichtung, welche bei einer bestimmten Drehung induziert wird, mit derjenigen zu vergleichen, welche bei den in § 86 S. 115 beschriebenen elektromagnetischen Rotationserscheinungen eine Drehung im gleichen Sinne bewirkte; auch hier tritt die Gegensätzlichkeit von R.- und L.H.R. wieder deutlich hervor.

[1] Faraday, Exp.-Untersuchungen I. 2 II. Reihe pg. 283 ff.

Der Apparat Fig. 54 läßt diese Gegensätzlichkeit besonders deutlich hervortreten. Um aber weiter zu zeigen, daß es auch bei der axialen Induktion nur auf das Schneiden von Kraftlinien ankommt, benutzen wir folgende Anordnung:

Ein zylindrischer stark magnetischer Magnetstab NS, Fig. 122, trägt drei Messinghülsen h_1, h_2, h_3. In der ersten h_1 am einen Ende des Stabes ist eine Vertiefung ausgedreht, in welche eine Stahlspitze ragt. Die zweite h_2, auf der Stabmitte, bildet einen einfachen glatten Ring, die dritte h_3 trägt die beiden senkrecht zur Achse stehenden Messingscheiben s_1 und s_2, sowie die Rolle r. In dem äußersten Ende von h_3 ist ebenfalls eine Vertiefung als Lager für eine

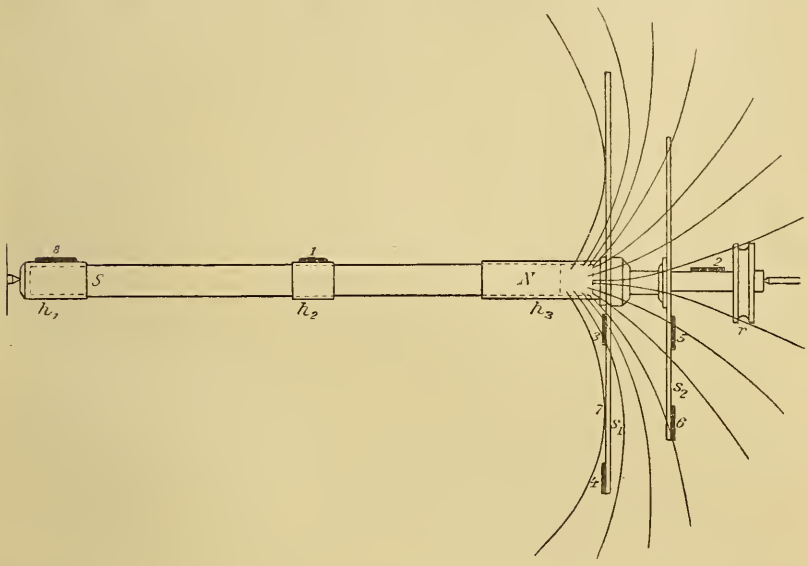


Fig. 122.

zweite Stahlspitze angebracht. Zwischen den beiden an einem Gestelle befestigten Spitzen kann der Magnetstab durch eine über die Rolle r gezogene Schnur von einer großen Antriebsscheibe aus in rasche Rotation versetzt werden. An den Stellen 1—6 und 8 schleifen Messingfedern,[1] welche einen Induktionsstrom von der an der Indifferenzzone des Magnetstabes befindlichen Hülse h_2, oder der der Achse sehr nahen Stelle 2 der Hülse h_3, oder von einer mehr zentralen oder mehr peripher gelegenen Stelle der Scheiben s_1 oder s_2 abzunehmen gestatten.

Die Federn sind, bis auf die bei 3 und 4, fest mit dem Gestelle verbunden, so daß ihre Enden feststehende Punkte bilden, an denen Ströme aus dem System bei dem Rotieren des Magneten abgenommen werden können, welche bei dem Schneiden der nicht mitbewegten Teile der Leitung durch die vom Magneten mit herumgenommenen Kraftlinien induziert werden. Die Enden der Federn 3 und 4 können auch nach der Mitte der Scheibe s_1, also nach Punkt 7 verschoben werden.

[1] Man nimmt Messing, wenn die anderen Teile außer dem Magnetstabe aus Messing bestehen. Jedenfalls müssen die Federn und die Teile, auf denen sie schleifen, aus gleichem Materiale gefertigt sein, was nicht immer bei den im Handel befindlichen ähnlichen Apparaten der Fall ist. Man erhält sonst erhebliche Störungen (Thermoströme).

Wenn wir irgend zwei Federn, z. B. 4 und 5 durch einen geschlossenen, ein Galvanometer enthaltenden Leiterkreis miteinander verbinden, so ist bei einer Drehung des Magnetstabes und damit seines allseitig symmetrischen Kraftliniensystems um seine Achse die die Leiterbahn schneidende Kraftlinienzahl genau ebenso groß, wie die zwischen den Gleitpunkten 4 und 5 hindurchgehende.

Verbindet man die Stellen 1 und 2 mit einem empfindlichen Galvanometer, so erhält man beim Drehen einen Ausschlag.[1] Löst man beide Verbindungen nach dem Galvanometer zu und fügt die von 1 bei 8, die von 2 bei 1 an, so erhält man bei derselben Drehrichtung den umgekehrten Ausschlag, da die Kraftlinienrichtung an den beiden Stabhälften entgegengesetzt ist; bei Vertauschung der Ableitungen kehrt sich der Strom um, ebenso bei Umkehrung der Drehrichtung, da er immer eindeutig durch Bewegungs- und Kraftlinienrichtung bestimmt ist. Man wende auch auf die vorliegenden Fälle die R.H.R. an, beachte dabei aber, daß hier der Strom ruht, das Feld sich bewegt, während diese Regel das Umgekehrte voraussetzt.

Verbindet man irgend zwei andere Gleitpunkte, so erhält man beim Drehen immer deutliche Ausschläge.

Leitet man die Punkte 3 und 7 ab, so erhält man den umgekehrten Ausschlag, als wenn man 7 und 4 ableitet, da derselbe von N kommende Kraftfluß die letztere Strecke im umgekehrten Sinne wie die Strecke 3—7 durchsetzt. Bringt man die Ableitungen an die auf derselben Kraftlinie liegenden Punkte 3 und 6, so erhält man keinen Ausschlag.

Bereits in § 86 S. 116 wurde hervorgehoben, daß die Erscheinungen der unipolaren Induktion zu einer lebhaften Diskussion Veranlassung gegeben haben, welche mit derjenigen über die „unipolaren“ elektromagnetischen Rotationserscheinungen aufs engste verknüpft ist; in der Tat behandeln die meisten der S. 116 unten genannten Arbeiten beide Fragen. Es handelt sich hier hauptsächlich darum, wo man den Sitz der elektromotorischen Kraft bei der unipolaren Induktion zu suchen habe. Die Frage wurde besonders dadurch brennend, daß schon Faraday selbst durch äußerst sinnreiche Versuchsanordnungen, deren Besprechung im Einzelnen hier zu weit führen würde,[2] gezeigt zu haben schien, daß ein Magnetstab sich überhaupt nur zu drehen braucht, um an seiner Mitte Potentialdifferenzen gegenüber seinen Enden aufzuweisen. Dies sah so aus, als ob ein rotierender Magnetstab seine eigenen Kraftlinien schneiden könnte, daß also die Kraftlinien im Raume ruhend gedacht werden könnten, und die genannten E.M.K. dadurch zustande kämen, daß das Material des Magnetstabes bei der Drehung relativ zu den eigenen Kraftlinien bewegt würde. Die Frage spitzte sich also dahin zu:

„Rotieren die Magnetkraftlinien bei einem sich um seine Achse drehenden Magneten mit oder nicht?“ Tatsächlich kann man direkte Beweise dafür erbringen, daß das Kraftfeld mitrotiert (vgl. außer an den oben S. 116 angegebenen Stellen u. a. auch Edm. Hoppe: Rotierende Kraftfelder, Mitteil. der math. Ges. in Hamburg, 4. Heft 3 S. 117, 1903 und Heft 4 S. 171, 1904).

In § 86 S. 115 sahen wir, daß ein vom Strome einseitig durchflossener Magnet unter der Wechselwirkung von Strom und Magneten der Linken-Hand-Regel entsprechend in Rotation gerät.

---

[1] Um sich zu vergewissern, daß die beobachteten Ströme wirklich durch Induktion geweckt werden und nicht auf die in der vorigen Anmerkung angedeuteten Störungen zurückzuführen sind, kehrt man den Sinn der Rotation um. Da dann die Kraftlinien in umgekehrter Richtung die Leiterbahn durchschneiden, so muß bei gleicher Drehgeschwindigkeit ein entgegengesetzt gleicher Ausschlag erhalten werden; jene Störungen (thermoelektrischen Ursprunges) kehren sich nicht mit um.

[2] Vgl. hierüber seine Experimentaluntersuchungen §§ 256—264 aus dem Jahre 1832 und §§ 3091—3122 aus dem Jahre 1851.

Wenn man bei der dort beschriebenen Anordnung den stromlosen Leiter in dem Magnetfelde dreht, wird in ihm ein Induktionsstrom geweckt, der entgegengesetzt demjenigen verläuft, der die gleichsinnige Rotationsrichtung hervorrufen würde. In ähnlicher Weise kann man jeden in § 86 S. 116 beschriebenen Rotationsapparat in einen Induktionsapparat verwandeln; dreht man in einem bestimmten Sinne, so resultiert ein Strom, der umgekehrt verläuft wie derjenige, der diese Rotation hervorgebracht haben würde. So wird jeder „Elektromotor" zum „Elektrogenerator".

147. Gegensätzlichkeit von Rechter- und Linker-Hand-Regel: die „Lenz'sche Regel". — Aus der Rechten-Hand-Regel § 141 S. 232, welche die Fundamentalbeziehung zwischen den bei den Induktionsvorgängen beteiligten Richtungsgrößen zum Ausdruck brachte, kann man unmittelbar weitere wichtige Folgerungen ableiten. Legt man die beiden Hände mit den ausgespreizten drei ersten Fingern so aneinander, daß beide Zeigefinger (Feldrichtung) und beide Daumen (Bewegungsrichtung) nebeneinander in derselben Richtung liegen, so weisen die Mittelfinger (Stromrichtung) nach entgegengesetzten Richtungen hin. Wir lesen hieraus unmittelbar die folgende Regel ab:

Wird durch irgend eine Bewegung eines Leiterteiles in einem Magnetfelde ein Strom induziert, so verläuft dieser umgekehrt wie jener Strom, der diese Bewegung elektromagnetisch hervorbringen würde.

Hierfür hatten wir soeben am Schlusse des vorangehenden § 146 ein Beispiel in der Unipolarmaschine einerseits und in dem unipolaren Rotationsapparate andererseits.

Legt man die Zeigefinger (Feldrichtung) und die Mittelfinger (Stromrichtung) aneinander, so zeigen die Daumen (Bewegungsrichtung) der beiden Hände nach entgegengesetzten Richtungen; dieser Gegensätzlichkeit kann man in folgender Weise Ausdruck verleihen:

Wird durch irgend eine Bewegung eines Leiterteiles in einem Magnetfelde ein Strom induziert, so verläuft dieser so, daß er elektromagnetisch auf das Feld zurückwirkend eine Bewegung hervorzurufen strebt, welche derjenigen, welche ihn selbst erzeugte, entgegen gerichtet ist.

Auch hierfür hatten wir bereits in § 145 S. 238 ein Beispiel betrachtet, welches in dem Gegensatze des Versuches mit der Faraday'schen Induktionsscheibe und demjenigen mit dem Barlow'schen elektromagnetischen Rade zum Ausdrucke kam. Man kann diesen Gegensatz natürlich auch bei allen in § 86 S. 116 erwähnten unipolaren Rotationsapparaten konstatieren, wenn man für dieselbe Stromrichtung einmal die R.-, das andere Mal die L.H.R. in Anwendung bringt.

Diese beiden, zuerst von Lenz aufgestellten, sog. Lenz'schen Regeln sind eine unmittelbare Folge der Gegensätzlichkeit unserer beiden Handregeln für die ponderomotorischen Bewegungsantriebe, welche stromdurchflossene Leiter in einem Magnetfelde erfahren, einerseits und andererseits der Induktionswirkungen, welche in zunächst stromlosen Leitern, die durch ein Magnetfeld bewegt werden, auftreten; sie bringen nichts anderes zum Ausdruck als die spiegelbildliche Symmetrie unserer beiden Hände. Wie diese einander, so stehen auch allen Bewegungserscheinungen des Elektromagnetismus

entsprechende Erscheinungen der Induktion spiegelbildlich gegenüber, zwischen beiden besteht eine höchst beachtenswerte Reziprozität.

Das Bestehen des Lenz'schen Gesetzes ist aber auch eine unmittelbare und notwendige Folge eines viel höheren und allgemeineren Gesetzes, nämlich des Gesetzes von der Erhaltung der Energie. Ein Strom repräsentiert vermöge seiner Stärke und seiner Spannung einen bestimmten Arbeitsvorrat (pro Sekunde), den wir in einem der nächsten Paragraphen noch genauer berechnen werden. Dieser Arbeitsvorrat kann nicht aus Nichts entstehen, er kann nur das Äquivalent irgend einer anderen bei der Stromentwickelung daran gegebenen Arbeitsgröße sein.

Denn sonst könnten wir hier Arbeit aus dem Nichts erschaffen und hätten das Perpetuum mobile erfunden.

Welches der zur Stromerzeugung bei der Induktion aufgewendete Arbeitsvorrat sei, ist nun leicht zu ersehen: Von dem Momente an, in welchem der durch die Bewegung eines Leiterstückes induzierte Strom zu fließen beginnt, wirkt er auf das erzeugende Magnetfeld, dessen Kraftlinien geschnitten werden, elektromagnetisch ein, und es wird nach der L.H.R. eine mechanische Kraft (in § 104 S. 147 $P = \mathfrak{H} i l$ genannt) entwickelt, welche an dem Leiterstücke angreift und dasselbe quer zu den Kraftlinien zu bewegen sucht. Diese Kraft kann nicht in die Richtung der von uns ausgeführten Bewegung fallen; denn dann hätten wir Strom und die Arbeit dieser Bewegung gewonnen, unsere Induktionsmaschine müßte von allein an- und weiterlaufen. Diese Kraft muß vielmehr der Richtung der von uns ausgeführten Bewegung entgegengesetzt gerichtet sein, eine Tatsache, die ja das Lenz'sche Gesetz wirklich zum Ausdruck bringt. Dann wird sich nämlich diese Kraft gegen unsere Bewegung stemmen; um das Leiterstück dennoch vorwärts zu bringen und den Induktionsvorgang dauernd zu unterhalten, müssen wir dauernd Arbeit leisten, die wir etwa dem Arbeitsvorrate in unserer Muskulatur entnehmen. Es ist also mechanische Arbeit, welche zur Unterhaltung des Induktionsstromes dauernd aufgewendet werden muß. Daß es aber gerade diese wohlfeilste und am bequemsten zugängliche Arbeitsform ist, aus der wir hier die kostbare Energieform der strömenden Elektrizität herstellen können, verleiht den Induktionserscheinungen ihre ungeheuere Bedeutung für die moderne Starkstromtechnik.

Die genannte Arbeitsumwandlung kann man sich mit Hilfe des Apparates, Fig. 121 S. 237, recht augenfällig vor Augen führen. Ist das Gewicht G hochgewunden und läßt man es, während K_1 mit K_2 durch einen einfachen, dicken, kurzen Kupferdraht verbunden (also durch den gutleitenden Draht „kurz geschlossen"), der Elektromagnet P aber noch nicht geschlossen ist, los, so fällt es rasch herunter, das Gewicht sowohl wie die Scheibe S kommen in immer raschere Bewegung; es wird kein Strom induziert, denn es fehlt noch an Kraftlinien. Sowie man aber den Magnetismus erregt, wird die Bewegung stark gebremst, der entwickelte Induktionsstrom hemmt dieselbe, der größte Teil der vorher in das Gewicht hinein gegebenen Hubenergie, die sich in kinetische Energie verwandelt hatte, wird zur Ausbildung des Stromphänomens verwendet.

148. Die Dämpfungserscheinungen; Wirbelströme oder Foucault-Ströme. — Der am Schlusse des vorigen Paragraphen erwähnte Versuch mit dem Apparate, Fig. 121 S. 237, gehört bereits zu einer Gruppe neuer wichtiger Erscheinungen, welche eine unmittelbare Folge des LENZ'schen Gesetzes in seiner zweiten Form, vgl. S. 241, darstellen: Der Dämpfungserscheinungen.

Wegen der Reziprozität, welche zwischen Induktionserscheinungen und elektromagnetischen Kraftäußerungen besteht, muß sich bei jeder beweglichen Leiteranordnung, in der durch Bewegung in einem Magnetfelde Strom induziert wird, ein Widerstand geltend machen, der die Bewegung zu hemmen sucht. Wird z. B. das Leiterstück *s*, Fig. 119 S. 230, nicht mit einem geschlossenen Leiterkreise verbunden, so kommt, wenn man es in dem Magnetfelde des Magazins *HH* pendeln läßt, kein Strom zustande (nur eine geringfügige elektrische Verschiebung). Die Schwingungen des Leiterstückes *s* sind nur sehr wenig gedämpft. Schließt man aber die Bänder b_1 b_2 kurz, indem man sie oben durch ein kurzes Stück dicken Kupferdrahtes verbindet, so ist zwar die Schwingungsdauer des schwingenden Aluminiumstreifens *s* unverändert geblieben, aber die Amplituden nehmen jetzt viel rascher ab, seine Schwingungen sind stärker gedämpft.

Aber nicht nur in linearen Leitern, sondern auch in flächenhaft oder dreidimensional ausgedehnten leitenden Massen tritt diese dämpfende Wirkung der Bewegungen, wenn sie sich in einem Magnetfelde vollziehen, auf, ja hier viel augenfälliger, weil die größeren Querschnitte eine größere Leitfähigkeit und damit nach dem OHM'schen Gesetze (vgl. S. 235) bei der gleichen E.M.K. eine viel größere Stromstärke, und somit nach § 104 S. 147 Formel (31) eine stärkere elektromagnetische Rückwirkung auf das Feld bedingen.

Hängt man z. B. zwischen die Polschuhe eines kräftigen Elektromagneten eine dicke, massive Kupferscheibe an zwei Faden- oder Stangenpaaren so auf, daß sie in einer Ebene, welche durch die Mitte des Feldes senkrecht zu den Kraftlinien geht, schwingen kann, ohne daß sie dabei eine Drehung auszuführen vermag, so werden, wenn kein magnetisches Kraftfeld vorhanden ist, die Pendelschwingungen der Scheibe nur durch den Luftwiderstand und die geringe Reibung an der Aufhängung sehr langsam gedämpft. Erregt man aber den Elektromagneten durch Schließen des ihn speisenden Stromes, so wird die Kupferscheibe plötzlich gehemmt, sie bewegt sich wie in einem zähen Medium und kommt nach wenigen kleinen Ausschlägen ganz zur Ruhe. Sie setzt auch dem (schnellen) Herausbringen aus dieser Ruhelage einen fühlbaren Widerstand entgegen (v. WALTENHOFEN'sches Pendel).

Schneidet man die Kraftlinien eines starken Elektromagnetfeldes mit einer mit einem Handgriffe versehenen dicken Kupferplatte, so ist der Widerstand, den die Platte jeder in Bewegungsetzung entgegenstellt, sehr auffallend.

Die Dämpfung bedingt also einen nicht unerheblichen „Trägheitswiderstand", der sich zu dem mechanischen Trägheitswiderstande der ponderablen

× cf. Müller-Pouillet IV/2,3 pg. 768.

Masse hinzu addiert, von diesem aber ganz unabhängig ist. Jedes Leitungsstück, welches in einem Magnetfelde quer zu den Kraftlinien bewegt wird, muß eine solche „elektromagnetische oder elektrodynamische Trägheit" aufweisen, vgl. § 108 S. 156, welche sich nach der in ihm bewegten Elektrizitätsmenge und der Feldstärke richtet.

Wird eine mit weißen Papierstreifen beklebte Kupferkugel oder ein Kupferzylinder an einem gedrillten Faden aufgehängt zwischen die Polschuhe des Elektromagneten gebracht, so fangen die Metallkörper bei unerregtem Felde an immer schneller und schneller zu rotieren, bei Stromschluß werden sie gebremst, wie man an den Papierstreifen weithin sieht. In solchen massiven Metallkörpern werden bei raschen Rotationen in kräftigen Magnetfeldern wegen ihrer guten Leitfähigkeit, vgl. S. 235, oft sehr starke Ströme induziert, welche zu großen Erwärmungen führen können. Die mechanische Arbeit wird hier also vermittelst des Induktionsphänomenes durch die elektrische Energieform hindurch in Wärme verwandelt.

Man kann sich leicht davon überzeugen, wenn man in den rotierenden Zylinder eine axiale Vertiefung bohrt, diese mit Wasser füllt und dessen Temperatur vor und einige Zeit nach dem Versuche mißt.

Solche in dreidimensional ausgedehnten im Magnetfelde rotierenden Leiter induzierte Ströme nennt man „Wirbelströme" oder nach dem französischen Physiker Foucault, der sie u. a. zuerst eingehender studierte: „Foucault-Ströme".

Ihre bremsende Wirkung und der Energieverlust in Form von Wärme, den sie bedingen, kann oft sehr störend werden, z. B. bei den rotierenden Ankern von Elektromotoren und Dynamomaschinen. Um sie daher nicht zustande kommen zu lassen, teilt man die Eisenkerne dieser Anker auf, d. h. stellt sie nicht aus massiven Eisenkörpern, sondern in der Weise her, daß man Eisenbleche eventuell noch mit isolierenden Zwischenlagen aufeinander schichtet („Blätterkerne").

So muß man auch bei ruhenden Anordnungen verfahren, wenn die in einer ausgedehnten Eisenmasse bei der Induktion auftretenden Ströme etwa stören sollten; man teilt die Eisenmasse auf und läßt sie aus einzelnen Lamellen oder einem Bündel aneinander gelegter Eisendrähte bestehen, vgl. z. B. bei den Induktorien. Die Teilungsfugen müssen senkrecht zu der Richtung der Wirbelströme, deren Auftreten man verhindern will, also in der Kraftlinienrichtung liegen.

149. Galvanometerdämpfungen. — Die Dämpfungserscheinungen finden eine wichtige Anwendung bei den Magnetometern, Galvanometern und Drehspulengalvanometern, wo sie zur Beruhigung der Schwingungen der beweglichen Systeme dienen. Würde man eine der Magnetformen Fig. 7, wie sie bei genannten Instrumenten verwandt werden, oder auch nur eine einfache Magnetnadel an einem Kokon- oder Quarzfaden in einem vor Luftzug geschützten Raume aufhängen, so würde sie bei jeder Ablenkung durch äußere magnetische Kräfte eine große Anzahl von Schwingungen ausführen, ehe sie die der ablenkenden Kraft entsprechende Stellung erreicht, oder nach Aufhören derselben würde sie zahlreiche Schwingungen ausführen, ehe sie die Ruhelage wieder einnimmt. Die Messungen mit diesen

Instrumenten würden also überaus zeitraubend sein. Aus diesem Grunde umgibt man das schwingende Magnetsystem mit einem eng anschließenden Kupfergehäuse, vgl. z. B. § 133 S. 206. In diesem werden durch den sich bewegenden Magneten Ströme von der Art induziert, daß sie die Bewegung zu hemmen suchen; die von diesen Induktionsströmen auf den schwingenden Magneten ausgeübten Kräfte bringen diesen also bald zur Ruhe.

Um die dämpfende Wirkung einer solchen Kupferhülse zu demonstrieren, läßt man einen größeren mit Spiegel versehenen Glockenmagneten einmal innerhalb eines unten durch einen Stopfen geschlossenen Glasrohres und dann innerhalb einer unten geschlossenen dickwandigen Kupferröhre von gleichem Lumen wie die Glasröhre schwingen. In beiden Fällen ist die „Luftdämpfung" die gleiche. Während aber der Magnet im ersten Falle erst nach einer sehr großen Anzahl von Schwingungen wieder zur Ruhe kommt, führt er im zweiten nach Ablenkung um den gleichen Betrag nur wenige Schwingungen mit rasch abnehmender Amplitude aus.

Dabei ist vor allem wichtig, daß während der Magnet in Ruhe verharrt, die dämpfenden Kräfte gleich Null sind, da keine Kraftlinien schneiden, und folglich auch die Induktionsströme nicht vorhanden sind. Der Magnet wird also den kleinsten ablenkenden Kräften genau ebenso nachgeben wie ohne Dämpfung, mit anderen Worten: Durch die Induktionsdämpfung wird die Empfindlichkeit des Instrumentes in keiner Weise beeinflußt. Ebenso wirken, wenn der abgelenkte Magnet seine Endlage erreicht hat, nur die ablenkenden Kräfte, die Kupferhülse hat nicht den geringsten Einfluß mehr.

Man kann ein Instrument in dieser Weise so stark dämpfen, daß es ohne Schwingungen auszuführen von seiner Ruhelage direkt in seine Endlage übergeht; man nennt das Instrument dann „aperiodisch" gedämpft.

Die Induktionsdämpfung wendet man auch bei Meßinstrumenten an, welche an sich keine Magnete besitzen, wie z. B. bei Elektrometern. Man fügt dann dem abzulenkenden Systeme ein Magnetchen an, welches man in einer Kupferkapsel sich bewegen läßt. Man kann auch die umgekehrte Anordnung treffen: An das betreffende System wird unten eine leichte Kupferhülse axial angesetzt, die sich zwischen den Polen kräftiger Hufeisenmagnete dreht.

Die Drehspulengalvanometer sind gedämpft, wenn man sie kurz schließt, vgl. S. 243. Denn dann wird in dem schwingenden Spulenrähmchen r, vgl. Fig. 115 S. 207, ein ziemlich kräftiger Strom induziert, der auf das starke Magnetfeld dieser Galvanometer zurückwirkend die Bewegungen zu hemmen sucht. Das Instrument ist dann vollkommen aperiodisch. Will man eine Dämpfung auch ohne die Leitung kurz schließen zu müssen an dem Instrumente anbringen, so hängt man einfach an das Spulenrähmchen ein in sich zurücklaufendes, also metallisch kurz geschlossenes Rechteck aus Aluminiumdraht an, in welchem dann bei der Drehung im Magnetfelde die dämpfenden Ströme induziert werden.

Die zu große Dämpfung dieser Galvanometerformen bei sehr großer Leitfähigkeit des äußeren Schließungskreises ist oft störend, weil der bewegliche Teil dann nur langsam sich einstellt.

M. Th. Edelmann gibt daher seinen Spulengalvanometern Fig. 115 S. 207 geeignete Schlüssel mit Kontaktfedern und Kontaktknöpfen mit, durch welche die Öffnungen und Schließungen, Kurzschaltungen usw. rasch bewerkstelligt werden können.

Der Grad einer Galvanometerdämpfung wird nach dem sog. „Dämpfungsverhältnisse“ oder dem „logarithmischen Decremente“ bemessen.

Lenkt man ein Galvanometer aus der Ruhelage ab und beobachtet man der Reihe nach die Ablenkungen a_1, a_2, a_3 . . . ., so bemerkt man, wie diese Amplituden des schwingenden Systemes immer kleiner werden; sie nehmen nach einer geometrischen Reihe ab, so daß die Verhältnisse aufeinander folgender Amplituden: $a_1 : a_2$, $a_2 : a_3$, $a_3 : a_4$ usw. einander gleich und gleich dem sog. Dämpfungsverhältnisse k sind. Der Zehner- (künstliche oder Briggi'sche) Logarithmus dieses Verhältnisses heißt das briggische logarithmische Decrement: $\lambda = {}^{10}\log k$, der natürliche Logarithmus desselben das natürliche logarithmische Decrement: $\Lambda = {}^{e}\log k = 2{,}3026 \cdot \lambda$. Beide Größen spielen eine große Rolle, wenn man mittels des Galvanometers Elektrizitätsmengen, welche in kurzen Stromstößen durch das Galvanometer hindurch entladen werden, messen will. Für derartige Zwecke empfiehlt es sich die Decremente recht klein zu wählen, d. h. das Galvanometer möglichst wenig zu dämpfen. Man gelangt so zu den sog. ballistischen Galvanometern, vgl. § 133 S. 206, bei denen man also die Kupferdämpfung wegläßt und außerdem durch die Vergrößerung des Trägheitsmomentes dafür sorgt, daß die Schwingungsdauer τ des Instrumentes eine große wird. Ist nämlich die Dauer des Stromstoßes kurz im Vergleich zu τ, so ist bei diesen ballistischen Galvanometern der erste, aus der Ruhelage herausführende Ausschlag direkt proportional der gesamten durch den Stromstoß durch das Instrument hindurch bewegten Elektrizitätsmenge.

Wie man beim Arbeiten mit diesen Instrumenten die Schwingungen ebenfalls dämpfen kann, wird weiter unten erwähnt werden.

150. Die Arago'schen Versuche über sog. Rotationsmagnetismus. — Auf der Gegensätzlichkeit von R.- und L.H.R. beruht noch eine andere merkwürdige Gruppe von Erscheinungen, bei denen an sich un- oder nur schwachmagnetische Metalle, wenn sie bewegt werden, kräftige magnetische Wirkungen auszuüben scheinen. Zu der Zeit, als Faraday seine bahnbrechenden Entdeckungen der Induktionsphänomene machte, beschäftigten die Physiker auf das lebhafteste Erscheinungen, welche von dem französischen Physiker Arago gefunden worden waren. Wird auf die vertikal nach oben gerichtete Achse einer Centrifugalmaschine eine Kupferscheibe aufgesetzt, befestigt man dicht über dieser, damit keine Luftströmungen übertragen werden können, eine Glasplatte und hängt man unmittelbar über dieser einen Magnetstab horizontal auf, so wird sich dieser in den magnetischen Meridian stellen und von der ruhenden Kupferscheibe nicht im mindesten beeinflußt werden. Dreht man aber die Kupferscheibe rasch hin und her, so gerät der Stab in Schwingungen und wird, wenn er erst einmal bis in die seiner Ruhelage entgegengesetzte Lage gebracht worden ist, ganz mit herumgenommen werden können in dem Drehsinne der Scheibe. Luftzug kann den Stab nicht beeinflussen, wohl aber gehen seine Kraftlinien durch die Glasplatte hindurch, hinunter zur Kupferscheibe (man halte etwa das Modell Fig. 98 S. 184 in die entsprechende Lage), werden von dieser ge-

schnitten und rufen hier Ströme hervor, welche nach dem LENZ'schen Gesetze die umgekehrte Bewegung hervorzurufen suchen. Setzen wir aber die Bewegung unserer Kupferscheibe trotz dieser bremsenden Wirkung fort, so sind Scheibe und Magnetstab vermittelst der Kraftlinien gewissermaßen gegeneinander versteift, und der Stab muß mit rotieren. Es war einer der ersten Triumphe der Entdeckungen FARADAY's, dieses Phänomen vollkommen aufklären zu können.

Wegen der Gleichheit der actio und reactio gelingt auch der umgekehrte Versuch: Setzt man den Magnetstab auf die Centrifugalmaschine und hängt die Scheibe über der Glasplatte auf, so fängt diese an zu rotieren, wenn man den Magneten dreht. Daß es wirklich in der Scheibe induzierte Ströme sind, welche die Wirkungen bedingen, erkennt man daran, daß dieselben geringer werden, wenn man gleichgroße und gleichdicke Scheiben aus weniger gutleitendem Materiale, z. B. aus Zink benutzt, oder daß sie ganz ausbleiben, wenn man die Scheiben durch schmale Radiärschlitze aufteilt, so daß die „Wirbelströme" in ihnen nicht zustande kommen können (vgl. das in § 148 S. 244 Gesagte).

Zur Erläuterung einer wichtigen technischen Anwendung der hier beschriebenen Erscheinung (bei dem Drehstrommotor mit Kurzschlußanker) empfiehlt es sich den Versuch noch in einer etwas anderen Form anzustellen: Auf die Achse der Schwungmaschine wird ein kleiner Elektromagnet aufgesetzt, dem durch zwei Schleifringe vermittelst an diesen anliegender feststehender Metallfedern der Strom zugeleitet wird. Auf die nach oben gerichteten Schenkel sind Polschuhe aufgesetzt, welche innen durch einen mit der Rotationsachse conaxialen Zylindermantel begrenzt sind. Dreht man die Schwungmaschine, so hat man bei Stromschluß ein rotierendes Magnetfeld vor sich, ein „magnetisches Drehfeld". Hängt man in dieses einen massiven Kupferzylinder hinein, so wird er kräftig mitgenommen. Daß Luftströmungen fast gar keinen Einfluß haben, zeigt man bei geöffnetem Elektromagnetstrome. Drehen sich also Magnetkraftlinien durch eine leitende Masse hindurch, so wird diese mitgenommen, weil sich die in ihr entwickelnden Wirbelströme gegen die sie erzeugende Bewegung durch ihre elektromagnetischen Rückwirkungen stemmen.

151. Das mechanische Äquivalent des Induktionsstromes. — Bereits in § 147 S. 242 wurde mit besonderem Nachdrucke darauf hingewiesen, daß man den Induktionsstrom nicht aus dem Nichts schaffen kann, sondern daß zur Deckung der durch ihn repräsentierten Arbeitsgröße eine andere Arbeit, und zwar in allen seither betrachteten Fällen mechanische Arbeit dauernd aufzuwenden ist. Wir wollen jetzt daran gehen, diesen Arbeitsbetrag zu berechnen, und müssen dazu das Maß der Arbeit kurz betrachten, d. h. die Betrachtungen der §§ 39—41 S. 44—47 über das absolute Maßsystem nach dieser Richtung hin fortsetzen. Als Einheit der Arbeit hat man diejenige Arbeit gewählt, welche die Kraft einer Dyne leistet, wenn sich ihr Angriffspunkt um 1 cm in ihrer Richtung verschiebt; diese Arbeitsleistung hat man 1 Erg genannt (vom griech. ἔργον = Werk, Arbeit, auch mit unserem deutschen Worte „Werk" etymologisch verwandt).

Da nach § 41 S. 46 eine Dyne etwa dem Drucke eines Milligrammes auf seine Unterlage entspricht, so ist sonach auch die Ergeinheit eine recht

kleine Größe; dem Hube von 1 kg um 1 m, dem kgm, entsprechen z. B. bereits $981\,000 \cdot 100 = 9{,}81 \cdot 10^7$ Erg. Eine Million Erg $= 10^6$ Erg hat man zu einem Großerg oder Megaerg (Megerg) zusammengefaßt, so daß 1 mkg = 98,1 Megaerg ist.

Die Dimension der Arbeit A ist, wie schon in § 97 S. 135 hervorgehoben wurde, $\mathrm{cm}^2\,\mathrm{gr}\,\mathrm{sek}^{-2}$.

Weil die so definierte sog. „absolute" Arbeitseinheit im Vergleiche zu den in der Praxis gebräuchlichen (technischen) Einheiten sehr klein ist, hat man das Bedürfnis gefühlt eine größere Anzahl dieser Einheiten zu einer neuen „praktischen" Einheit zusammenzufassen; man nennt 10^7 Erg ein Joule (nach dem englischen Physiker Joule, der u. a. zuerst die Wärmewirkungen des galvanischen Stromes genauer studiert hat);

$$1 \text{ Joule} = 10^7 \text{ Erg}.$$

Diese Joule-Einheit bürgert sich jetzt mehr ein als das Megaerg, von dem es 10 umfaßt. Es ist also 1 mkg = 9,81 Joule.

Wie schon oben in § 147 S. 242 hervorgehoben wurde, brauchen wir zur Unterhaltung eines kontinuierlichen Induktionsstromes einen dauernden Aufwand von mechanischer Arbeit. In der Tat spielt auch bei allen Maschinen viel weniger die Arbeitsgröße selbst, als vielmehr die Arbeitsleistung in einer bestimmten Zeit, die die Maschine liefert oder verbraucht, die Hauptrolle, der sog. Arbeitseffekt. Man bezeichnet als Arbeitseffekt oder Arbeitsleistung L (oder kurz Effekt oder Leistung L) die Arbeit pro Sekunde; es ist also $L = A/t$, wenn t die Zeitdauer ist, während welcher die Arbeitsgröße A geliefert oder aufzuwenden ist. Die Dimension der Leistung ist also:

$$\dim \text{Leistung } L = \mathrm{cm}^2\,\mathrm{gr}\,\mathrm{sek}^{-3}.$$

Als absolute Einheit des Effektes oder der Leistung dient das Sekundenerg, d. h. die Leistung, bei welcher 1 Erg Arbeit in jeder Sekunde zur Verfügung gestellt oder verbraucht wird. Auch diese Einheit ist sehr klein, man hat daher 10^7 Sekundenerg zu einer neuen praktischen Einheit, der Wattgröße zusammengefaßt (nach James Watt benannt, der durch die Konstruktion der Dampfmaschine der Menschheit zum ersten Male Effektleistungen großen Stiles zur Verfügung stellte).

1 Watt $= 10^7$ Erg pro Sekunde. In der Technik wird die Leistung L meist nach Pferdekräften (oder besser gesagt Pferdestärken PS., da es sich ja nicht um ein Kraftmaß handelt) bemessen: 1 PS. entspricht der Leistung von 75 mkg Arbeit in 1 Sekunde.

Es ist also

$$1 \text{ PS.} = 75 \cdot 9{,}81 \cdot 10^7 \text{ Sekundenerg} = 736 \cdot 10^7 \text{ Sekundenerg} = 736 \text{ Watt}$$

oder

$$1 \text{ Watt} = 1/736 \text{ PS.}$$

Um möglichst anschaulich entwickeln zu können, durch welche Größen die Arbeitsleistung eines elektrischen Stromes bestimmt ist, wollen wir an einen ganz konkreten Fall, der unserem Grundversuche

§ 140 S. 230 vollkommen analog ist, anknüpfen. Wir wollen einen Kupferbügel in einem Magnetfelde derart beweglich anordnen, daß er bei Auf- und Abbewegungen im Felde stets metallisch mit einem geschlossenen Leiterkreise verbunden bleibt. Dazu lassen wir die nach unten gebogenen, amalgamierten Enden des Bügels in zwei vertikal gestellte, mit Quecksilber gefüllte Röhren tauchen; die Kraftlinien mögen senkrecht zur Ebene der Schleife verlaufen.

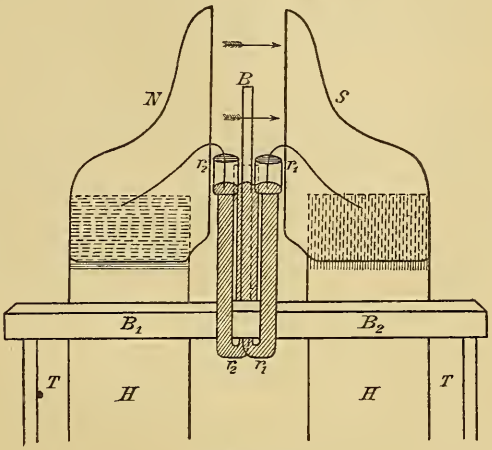


Fig. 123.

Eine auch für spätere Betrachtungen geeignete Anordnung zeigt Fig. 123 in der Vorder-, Fig. 124 in der Seitenansicht (nach Wegnahme eines Magnetschenkels). Auf ein kräftiges, aus mehreren Lamellen bestehendes Hufeisenmagnetmagazin HH, welches durch ein aus horizontalen Brettern und vertikalen Trägern T bestehendes Gestell in vertikaler Stellung gehalten wird, oder auf einen Elektromagneten werden eiserne Polschuhe etwa von dem aus Fig. 123 ersichtlichen Profile aufgesetzt. Die Innenseiten dieser Schuhe sind eben abgeflacht und gegeneinander vorgerückt, so daß zwischen ihnen ein starkes homogenes Feld entsteht. In dieses ragen die Enden zweier je zweimal rechtwinklig umgebogener, mit Quecksilber gefüllter Glasröhren r_1 und r_2 hinein, deren vertikale innere Enden durch das Brett $B_2 B_2$ gesteckt und in diesem befestigt sind. Die äußeren Enden sind näpfchenförmig erweitert; hier werden die Zuleitungsdrähte zum Galvanometer eingehängt. Das Gleitstück ist der Kupferbügel B, der mit seinen vertikal nach unten gebogenen amalgamierten Enden in die Quecksilbersäulen eintaucht und dadurch den metallischen Schluß in der rechteckigen Leiterschleife herstellt. Hebt man den Bügel empor, so wird Strom in dem einen Sinne induziert, läßt man ihn herabfallen, in dem Sinne, wie ihn die Pfeile in Fig. 124 angeben.

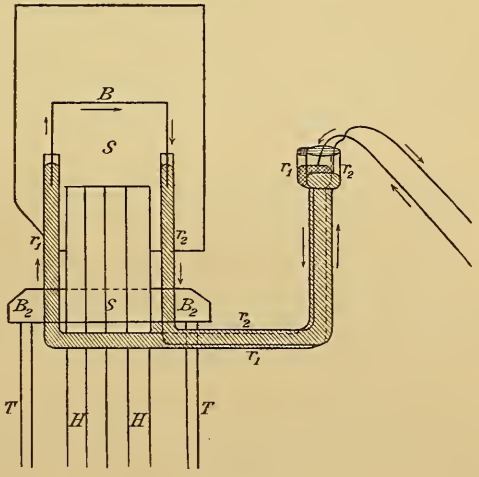


Fig. 124.

Hebt man den Bügel B, Fig. 124, an und läßt ihn dann los, so durchschneidet er die Kraftlinien des Magnetfeldes NS, ein Strom wird in der geschlossenen Leiterbahn induziert. Dieser Strom sucht aber nach § 147 S. 242 den Fall zu bremsen. Ist in dem Zeitmomente t die Stromstärke bis auf i abs. Einheiten angewachsen, so ist die Kraft, welche sich in diesem Augenblicke der Bewegung entgegenstellt, nach Formel (31) § 104 S. 147

$$P = \mathfrak{H} \cdot i \cdot l \text{ Dyne},$$

wenn $\mathfrak{H}$ die Stärke des Magnetfeldes an der betreffenden Stelle, l die horizontale Länge des Bügels ist, und zwar ist diese Kraft der L.H.R. entsprechend nach oben gerichtet. Diese Kraft P ändert sich aber in jedem Augenblicke bei der fortgesetzten Abwärtsbewegung des Bügels, ebenso wie die Stromstärke selbst. Aber während einer sehr kurzen Zeit dt, während welcher der Bügel B nur den kleinen Weg ds zurücklegt, kann man sowohl i als auch P (und ebenso $\mathfrak{H}$) als konstant ansehen. Während dieser Zeit wird von dem fallenden Bügel gegen die Kraft P die Arbeit $da = P \cdot ds$ zu leisten sein. Diese Arbeit haben wir als Äquivalent dafür anzusehen, daß in unserer Leiterbahn ein Strom von der Stärke i während der Zeit dt unterhalten wird. Der in dem Stromphänomen enthaltene Arbeitsvorrat ist also:

$$da = P \cdot ds = \mathfrak{H} \cdot i \cdot l \cdot ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

An diesem Ausdrucke wird nichts geändert, wenn wir ihn mit dt multiplizieren und gleichzeitig durch diese Größe dividieren:

$$da = \mathfrak{H} \cdot i \cdot l \cdot \frac{ds}{dt} \cdot dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38\,a)$$

der Ausdruck ds/dt ist aber nichts anderes als die Geschwindigkeit c (celeritas), mit der sich der Bügel in dem betrachteten Zeitmomente durch das Feld bewegt, $ds/dt = c$, also können wir setzen:

$$da = \mathfrak{H} \cdot c \cdot l \cdot i \cdot dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38\,b)$$

Damit ist unsere Rechnung beendet; der vorstehende Ausdruck stellt die in Form von elektrischer Energie während der Zeit dt in dem Leitersystem vorhandene Arbeitsmenge dar.

Daß der Ausdruck rechts tatsächlich eine Arbeitsgröße repräsentiert, erkennt man sofort, wenn man die Dimensionen der entsprechenden Größen hinschreibt; man erhält:

$$\text{cm}^2 \text{ gr sek}^{-2} = \text{cm}^{-1/2} \text{ gr}^{1/2} \text{ sek}^{-1} \cdot \text{cm sek}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{cm}^{1/2} \text{ gr}^{1/2} \text{ sek}^{-1} \cdot \text{sek},$$

was in der Tat eine richtige Gleichung ist.

Bei dieser Ableitung sind wir einer Grundidee Faraday's gefolgt, welche ihn mit zu der Entdeckung der Induktionserscheinungen überhaupt führte. Er suchte u. a. nach einer Beziehung der Elektrizität zu der Schwerkraft und ließ daher Spiralen, welche an einen empfindlichen Multiplikator angeschlossen waren, aus großen Höhen herabfallen. Erst durch besondere Versuche wurde er zu der Erkenntnis geführt, daß es für den beabsichtigten Umsatz nötig ist, das Fallen in einem magnetischen Kraftfelde stattfinden zu lassen. Die

von ihm aber geahnte „Einheit aller Naturkräfte" deckt sich im wesentlichen mit dem von Robert Mayer, Joule und Helmholtz zuerst in seiner ganzen Allgemeinheit ausgesprochenen Gesetze von der Erhaltung der Energie, welches uns zu der in den Formeln (38) enthaltenen Formulierung der gesuchten Beziehung verhalf.

Wenn unser die Kraftlinien schneidendes Leiterstück B einer Faraday'schen Scheibe, § 145 S. 237, angehört, welche mit konstanter Geschwindigkeit durch das Magnetfeld gedreht, kontinuierlichen Strom von konstanter Stärke ergibt, oder wenn durch eine der in § 146 S. 238 beschriebenen Unipolaranordnungen in der gleichen Zeit immer dieselbe Anzahl von Kraftlinien durch dieselben Stücke der Leiterbahn hindurchschneiden, so sind alle in (38b) vorkommenden Faktoren $\mathfrak{H}$, c, l, i konstant, d. h. von der Zeit t unabhängig. In diesem Falle können wir das Intervall dt beliebig ausdehnen, und wir erhalten dann für die elektrische Arbeitsgröße pro Sekunde oder nach S. 248 für die elektrische Effektgröße:

$$L = \frac{da}{dt} = \mathfrak{H} \cdot c \cdot l \times i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38c)$$

Ganz allgemein stellt auch bei variablen Größen $\mathfrak{H}$, c oder i das Verhältnis da/dt den Momentanwert der Leistung dar.

152. Die in der Zeiteinheit geschnittene Kraftlinienzahl als Maß der elektromotorischen Kraft. — Wir wollen die einzelnen in der Formel (38b) rechts zusammentretenden Faktoren etwas näher ins Auge fassen. Der letzte derselben, dt, ist die Zeit, während welcher von uns der Induktionsprozeß verfolgt wurde. Der Faktor i stellt als Stromstärke nach § 92 S. 130 diejenige Elektrizitätsmenge ~~dq~~ dar, welche in der Zeit ~~dt~~ durch jeden Querschnitt des Schließungskreises hindurchfließt, $i = dq/dt$, so daß wir (38b) auch folgendermaßen schreiben können:

$$da = \mathfrak{H} c l \cdot dq \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38d)$$

oder

$$\frac{da}{dq} = \mathfrak{H} c l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38e)$$

Die drei Faktoren $\mathfrak{H} c l$ bestimmen danach eine Größe, welche als Arbeitsgröße dividiert durch eine gewisse Elektrizitätsmenge aufgefaßt werden kann.

Sie hat eine sehr einfache Bedeutung: Da c der Weg des Bügels B ist, den er in einer Sekunde zurücklegen würde, wenn seine Bewegung mit derselben Geschwindigkeit, welche er während der Zeit von t bis $t + dt$ hatte, andauerte, da ferner $\mathfrak{H}$ die Anzahl der Feldkraftlinien pro Quadratcentimeter und l die Bügellänge in Centimetern ist, so ist diese Größe $\mathfrak{H} c l$ offenbar nichts anderes als die Zahl der in der Zeiteinheit von dem Bügel gleichsinnig geschnittenen Kraftlinien; wir wollen sie mit e bezeichnen, so daß wir haben

$$\mathfrak{H} c l = e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (39)$$

Erfolgt der Schnitt mit den Kraftlinien schräg oder liegt das Gleitstück nicht senkrecht zu den Kraftlinien, so gelten ähnliche Betrachtungen wie die

am Ende des § 104 S. 148 angedeuteten; es kommen dann einfach nur die entsprechenden Komponenten von l und c in Betracht.

Um die Bedeutung dieser Größe e für den ganzen Stromvorgang noch deutlicher zu erkennen, stellen wir den folgenden Versuch an:

Von der FARADAY'schen Induktionsscheibe s, Fig. 121 S. 237, wird die Schnur mit dem Gewichte abgenommen. Innerhalb des Randes der Scheibe werden in gleichen Abständen Marken angebracht, und nun wird die Scheibe, etwa nach dem Takte eines Metronoms mit der Hand in gleichförmige langsame Umdrehungen versetzt, indem man etwa pro Taktschlag je eine Marke eine bestimmte Stelle des Gestelles passieren läßt. Das eingeschaltete Galvanometer zeigt einen bestimmten Ausschlag α. Wird jetzt die Drehgeschwindigkeit verdoppelt, verdreifacht, indem man etwa je zwei, drei Marken zwischen zwei aufeinander folgenden Taktschlägen passieren läßt, so zeigt das Galvanometer Ausschläge von der Größe 2α, 3α usw.

Hier ist aber auch die Zahl der Kraftlinien, welche pro Zeiteinheit zum Schnitt kommen, verdoppelt, verdreifacht worden. Da alles andere, insbesondere der Widerstand im ganzen Schließungskreise unverändert bleibt, so läßt dieser Versuch erkennen, daß die von dem Galvanometer angezeigte Stromstärke i im Leiterkreise proportional mit der Größe e wächst.

Nach dem OHM'schen Gesetze, vgl. S. 235, muß diese Größe e somit auch proportional sein der sog. elektromotorischen Kraft, welche im Schließungskreise wirkt. Mehr als diese Proportionalität können wir vor der Hand nicht konstatieren. Wir können aber offenbar den Proportionalitätsfaktor, der noch im OHM'schen Gesetze enthalten ist, vgl. S. 235, so wählen, daß die E.M.K. gleich der von uns eingeführten Größe e wird. Weiter unten soll dies geschehen.

Alsdann ist die Zahl der in der Zeiteinheit gleichsinnig und rechtwinklig geschnittenen Kraftlinien die elektromotorische Kraft der Induktion oder kurz die elektrische Kraft längs des Leiterstückes oder die Spannung oder Spannungsdifferenz oder der Potentialunterschied an den Enden des Gleitstückes (vgl. § 143 S. 234).

Bereits oben S. 234 wurde darauf hingedeutet, daß bei der Induktion in dem induzierten Leiter eine elektromotorische Scheidekraft, eine E.M.K. auf die Elektrizitätsteilchen ausgeübt wird, welche beim Schließen der Leiterbahn in Form des Induktionsstromes sich ausgleicht.

Der Ausdruck elektromotorische „Kraft" ist nicht günstig gewählt, weil e gar nicht eine Kraft, sondern wie vorher hervorgehoben wurde, eine „Arbeitsgröße" und zwar eine Arbeit pro einer gewissen Elektrizitätsmenge ist. Potential oder richtiger Potentialdifferenz ist daher eine zutreffendere Bezeichnung.

Aus der Gleichung (39) geht unmittelbar hervor, welche Dimension wir der Größe e beimessen müssen. Da die Feldstärke $\mathfrak{H}$ die Dimension $\mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$ hat (§ 49 S. 56), $\dim c = \mathrm{cm\,sek}^{-1}$ und $\dim l = \mathrm{cm}$ ist, so ist

$$\dim \text{E.M.K.}\ e = \mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-2}.$$

Die Einheit der E.M.K. wird zufolge der Formel (39) in folgender Weise festgelegt:

Die E.M.K. 1 wird in einem Leiterstücke von der Länge von 1 cm induziert, wenn wir dieses senkrecht zu der Kraftlinienrichtung in einem homogenen Felde von der Stärke 1 mit der Geschwindigkeit von 1 cm pro Sekunde bewegen. Durch diese Definition ist die „elektromagnetische" Einheit (E.M.E. § 47 S. 54) dieser Größe festgelegt.

Nach (38e) ist die E.M.K. auch gleich einer Arbeitsgröße da dividiert durch eine Elektrizitätsmenge dq, also nach § 97 S. 135 und § 47 S. 54 auch

$$\dim \text{E.M.K. } e = \frac{\text{cm}^2\,\text{gr}\,\text{sek}^{-2}}{\text{cm}^{1/2}\,\text{gr}^{1/2}} = \text{cm}^{3/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-2}$$

wie vorher.

Wir haben hier immer ein geradliniges Gleitstück von der Länge l betrachtet, welches in einem homogenen Felde bewegt wurde. Es war die in ihm geweckte E.M.K. e immer proportional der Länge l des Leiterstückes. Wollen wir unsere Entwickelungen noch verallgemeinern und beliebig gestaltete Leiterbahnen in unhomogenen Feldern betrachten, so denken wir uns die einzelnen Längenelemente des Stromträgers so klein, daß wir für die einzelnen Punkte desselben Elementes die Feldstärke $\mathfrak{H}$ als gleich groß ansehen können. Wie dann auch das Kraftfeld beschaffen sein möge, immer wird an jeder Stelle eines Elementes bei einer Bewegung des Trägers oder einer Veränderung des Feldes eine ganz bestimmte Anzahl Linien in der Zeiteinheit zum Schnitt gelangen. Die dadurch an jedem Punkte desselben Elementes geweckten E.M.K. addieren sich. Je länger das Element genommen werden kann, um so höher wird dann seine gesamte E.M.K. unter sonst gleichen Umständen ausfallen. Die in einem Elemente geweckte E.M.K. e ist also proportional der kleinen Länge dl des Elementes selbst

$$e_{dl} = \mathfrak{E} \cdot dl \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (39\,a)$$

Die Größe $\mathfrak{E}$ stellt offenbar die auf die Längeneinheit bezogene E.M K. längs der Leiterbahn an der betrachteten Stelle oder die sog. E.M.K. pro Längeneinheit dar. Die E.M.K. $\mathfrak{E}$ hat als Zahl der die Längeneinheit in der Sekunde durchschneidenden Kraftlinien an sich keine Richtung. Wir sehen sie aber immer an ein gewisses Längenelement dl gebunden, und dieses hat eine Richtung. In diesem Sinne spricht man dann auch von einer Richtung der E.M.K. $\mathfrak{E}$ selbst und meint damit die Richtung des Leiterelementes, an dem diese E.M.K. auftritt. Wir bemerken somit an $\mathfrak{E}$ die drei Begriffselemente: Größe, einen (durch die Rechte-Hand-Regel bestimmten) Sinn und eine Richtung, welche nach § 50 S. 58 für einen Vektor charakteristisch sind.

Man nennt diese Größe $\mathfrak{E}$ daher auch den „Vektor der E.M.K. pro Längeneinheit" oder kurz den „Vektor der elektrischen Kraft".

Die Formel (39a) zeigt, daß von der E.M.K. $\mathfrak{E}$ das Begriffselement der Längenausdehnung losgelöst ist, da dieses durch den anderen Faktor dl allein in e hineingebracht wird. Mit Rücksicht auf die Definition von e, Formel (39) S. 251, sind die in $\mathfrak{E}$ enthaltenen Begriffselemente nur noch die einer Kraftlinienzahl und der Geschwindigkeit der seitlichen Verschiebung gegen die Kraftlinien an der betrachteten Stelle. Die Dimension dieser Vektorgröße $\mathfrak{E}$ ergibt sich unmittelbar aus derjenigen der E.M.K. Da diese nach S. 252 gleich $\text{cm}^{3/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-2}$ ist, $\mathfrak{E}$ aber nach Formel (39a) eine E.M.K. dividiert durch eine Länge ist, so ist im E.M.System (§ 47)

$$\dim \mathfrak{E} = \text{cm}^{1/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-2},$$

also in der Tat $= \text{cm}^{-1/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-1} \times \text{cm}\,\text{sek}^{-1}$, d. h. gleich dem Produkte einer Feldstärke (§ 49) und einer Geschwindigkeit (§ 40).

153. Die praktische Einheit der E.M.K.: das Volt. — Um sich möglichst klar zu werden über die Begriffselemente, welche in der E.M.K. e enthalten sind, und über die Größe der soeben festgesetzten E.M.E. derselben, empfiehlt es sich folgenden einfachen Versuch anzustellen: Ein Meterstab wird im magnetischen Meridiane senkrecht zur Richtung der Inklinationsnadel gestellt. Mittels biegsamer Leitungsschnüre wird ein 1 m langes gerades Drahtstück an ein empfindliches ballistisches Galvanometer angeschlossen; bewegt man das Drahtstück, dasselbe immer horizontal und senkrecht zum magnetischen Meridiane haltend, längs des Meterstabes, so schneidet man die Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes, dessen Modell Fig. 36 S. 75 man zweckmässig daneben stellt, alle senkrecht. Da die überstrichene Fläche 100×100 oder 10^4 cm^2 ist, die Feldstärke (bei uns) rund $^1/_2$ ist, so ist die geschnittene Kraftlinienzahl 5000. Um e zu erhalten muß man nun noch die Zeit berücksichtigen und das Schneiden nach dem Takte der Sekundenuhr ausführen. Dann treten die drei Größen $\mathfrak{H}$, l und c zu der Größe e zusammen, und man induziert in dieser Weise nicht weniger als 5000 E.M.-Spannungseinheiten. Nichtsdestoweniger wird selbst ein empfindliches Galvanometer nur kleine Ausschläge (selbst bei guter Leitfähigkeit des ganzen Schließungskreises) geben. Die hier festgesetzte E.M.-Einheit der E.M.K. ist also eine sehr kleine. In der Praxis spielen erst viel größere E.M.K. eine Rolle. Wie man auch bei anderen Größen statt der C.G.S.-Einheit in der Technik bestimmte Vielfache derselben als „praktische Einheiten" benutzt, so auch hier. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, 100000000 oder 10^8 absolute Einheiten der E.M.K. zu einer neuen „praktischen Einheit" zusammenzufassen; man hat diese nach dem italienischen Physiker Volta genannt, der zum ersten Male E.M.K. erzeugte, wenn auch auf einem ganz anderen Wege als dem hier beschriebenen. Der Gebrauch hat den Namen zu „Volt" verstümmelt; es ist also

$$1 \text{ Volt} = 10^8 \text{ E.M.E. der E.M.K.}$$

Denkt man sich also zwei geradlinige Gleitschienen parallel nebeneinander in einem Abstande von 1 cm in einem homogenen Felde von der Stärke $\mathfrak{H} = 1$ so gelagert, daß der von ihnen begrenzte Flächenstreifen senkrecht zu den Kraftlinien steht, so müßte ein beide Schienen überbrückender Metallbügel mit der Geschwindigkeit von 10^8 cm/sek, d. i. von 1000 km pro Sekunde auf ihnen entlang gleiten, um 1 Volt Spannungsdifferenz zwischen ihnen herzustellen.

Aus unserer Formel (39) ist ohne weiteres zu ersehen, wie man zu verfahren hat, um bei einer Induktionsanordnung zu hohen Voltwerten für die Klemmenspannung zu gelangen. Man hat 1) die Feldstärke $\mathfrak{H}$ möglichst groß zu wählen; dadurch ist man auf die ausschließliche Verwendung von Elektromagneten hingewiesen; 2) hat man c zu steigern, was bei rotierenden Bewegungen in geeigneter Weise durchführbar ist, da man hier verhältnismässig leicht zu hohen Peripheriegeschwindigkeiten gelangen kann; freilich ist man hier an gewisse Grenzen gebunden, da die mit dem Quadrate der Touren-

zahlen wachsenden Zentrifugalkräfte bald die Stabilität der Anordnung gefährden; man sucht daher 3) die Länge l des zum Schnitt mit den Magnetkraftlinien zu bringenden Leiters möglichst zu vergrößern. Wie dies durch geeignete Bewickelungen der zwischen den Polschuhen der Feldelektromagnete rotierenden Anker bei den Dynamomaschinen erreicht wird, soll am Schlusse des Buches noch kurz erläutert werden.

154. Das Ohm'sche Gesetz; die Ohmgröße. — Nachdem wir in den beiden vorhergehenden Paragraphen Einheiten für die elektrische Spannung oder E.M.K. und bereits im 4. Kapitel in § 94 S. 131 solche für die Stromstärke festgesetzt haben, und zwar sowohl absolute, elektromagnetische, wie praktische, können wir jetzt ähnliches für die dritte Größe tun, welche in dem Ohm'schen Gesetze S. 235 mit diesen beiden Größen zusammentritt, für den elektrischen Widerstand. Bezeichnen wir diesen durch r, so sagt das genannte Ausgleichsgesetz ganz allgemein aus, daß i direkt proportional mit e und indirekt proportional mit r ist. Wir können nun die Einheiten, in denen wir uns r gemessen denken, so wählen, daß in diesem Gesetze gerade der oben S. 252 definierten Einheit der E.M.K. die S. 128 festgelegte Einheit der Stromstärke entspricht. Alsdann wird der Proportionalitätsfaktor gleich 1 und man kann einfach schreiben:

$$i = \frac{e}{r} \quad \text{oder} \quad e = r\,i \quad \text{oder} \quad r = \frac{e}{i} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40)$$

Die durch diese Festsetzung bestimmte Einheit wird die „absolute“ oder „elektromagnetische“ (vgl. S. 92) Einheit des elektrischen Widerstandes sein, wenn wir e und i in diesem Maße gemessen denken:

Ein Leiterkreis oder ein Leiterstück hat die Einheit des Widerstandes, wenn die auf seine Gesamtlänge entfallende Spannungsdifferenz 1 in ihm die Stromstärke 1 unterhält.

Infolge der Dimensionen, welche für i S. 92 und für e S. 252 gefunden wurden, ergibt sich nach der dritten der Gleichungen (40)

$$\dim r = \frac{\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-2}}{\mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}} = \frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{sek}} \quad ,$$

also bemerkenswerter Weise die Dimension einer Geschwindigkeit; die elektromagnetisch gemessene Widerstandsgröße hat die Dimension einer Geschwindigkeit.

Messen wir i und e in den ihnen entsprechenden praktischen Einheiten, Ampère und Volt, so wird sich aus (40) eine praktische Einheit für den Widerstand r ergeben. Da nach S. 131 1 Ampère $= {}^1/_{10}$ E.M.E., nach S. 254 1 Volt $= 10^8$ E.M.E. ist, so muß die praktische Einheit des Widerstandes 10^8 dividiert durch ${}^1/_{10}$ oder 10^9 E.M.E. umfassen, d. h. die Größe 10^9 cm/sec haben. Nun war unser metrisches Maßsystem dadurch gewonnen worden, daß man

den Erdmeridianquadranten in zehn Millionen oder 10^7 gleiche Teile, Meter genannt, teilte, vgl. S. 45; das cm ist der hundertste Teil davon, also der 10^9te Teil des genannten Quadranten, und 10^9 cm stellen gerade diesen dar. Die praktische Einheit des Widerstandes stellt demzufolge die Geschwindigkeit: ein Erdquadrant pro Sekunde dar; man hat sie ein Ohm genannt:

$$1 \text{ Ohm } (\Omega) = 10^9 \text{ cm/sek} = 1 \text{ Erdquadrant/sek.}$$

Danach kann man das Ohm'sche Gesetz auch in praktischen Einheiten wie folgt schreiben:

$$\text{Ampère} = \frac{\text{Volt}}{\text{Ohm}}, \text{ oder } \text{Volt} = \text{Ohm} \cdot \text{Ampère}, \text{ oder } \text{Ohm} = \frac{\text{Volt}}{\text{Ampère}} \quad . \quad . \quad . \quad (40\,a)$$

Dieses Ergebnis, daß die elektrische Widerstandsgröße die einfache Dimension einer Geschwindigkeit hat, überrascht meist den Anfänger, da ja andere „Widerstände", wie die Reibungswiderstände des Wassers in Röhren, der Luft usw. wesentlich anders geartet sind. Und doch liegt dieses Resultat einfach darin begründet, daß man zuvor über die beiden anderen Größen, welche das Ohm'sche Erfahrungsgesetz mit dieser sog. Widerstandsgröße in Beziehung setzt, bereits verfügt hatte, nach Maßgabe der Art, wie sie mit rein magnetischen Größen verknüpft sind. Wäre man von elektrischen Erscheinungen, d. h. von dem Coulomb'schen Gesetze, in der Form der Formel (1′), S. 52, ausgegangen, so würde man auf eine andere Dimensionierung von r, man würde auf die elektrostatische Einheit der Widerstandsgröße gekommen sein.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß das Ohm'sche Gesetz nicht nur für irgend einen geschlossenen Leiterkreis gilt, sondern auch für jedes einzelne Stück eines solchen; es ist alsdann unter e einfach die Spannungsdifferenz zu verstehen, welche an den Enden dieses Leiterstückes herrscht, wie unmittelbar aus der Art, wie wir diese Größe eingeführt haben, hervorgeht. Sind mehrere Leiterstücke mit verschiedenen Einzelwiderständen r_1, r_2, r_3 . . . . aneinander gefügt, so kommt für den Gesamtwiderstand die Summe dieser Einzelwiderstände in Betracht; es ist $i = e/(\text{Summe } r)$.

Der reziproke Wert des Widerstandes ist, wie schon S. 235 kurz bemerkt, die „Leitfähigkeit"; mit der Festsetzung der Ohmgröße ist auch für diese die Einheit unmittelbar gegeben.

155. Widerstandsmessung; Ohmbestimmung. — Nach Formel (40a) gehört zu einer Messung des elektrischen Widerstandes eines Leiterstückes die gleichzeitige Bestimmung der Spannungsdifferenz und der Stromstärke, die sich bei dieser durch das Stück ausgleicht. Nun ist aber ohne weiteres klar, daß gerade die Widerstandseinheit eine Größe ist, die sich, in irgend einer Form einmal hergestellt, leicht reproduzieren läßt. Man braucht ja nur etwa die Länge eines Drahtes so lange abzuändern, bis bei 1 Ampère Strom in ihm an den abgrenzenden Punkten gerade die Spannungsdifferenz von 1 Volt herrscht; dieses Drahtstück wird dann gerade 1 Ω Widerstand besitzen, also die Ohmeinheit repräsentieren.

Man findet bei entsprechenden Versuchen, daß der Widerstand eines drahtförmigen Leiters der Länge direkt, dem Querschnitte indirekt proportional ist. Außerdem beteiligt sich eine Materialkonstante, da von den verschiedenen Leitern sehr verschieden lange Stücke bei demselben Querschnitte die Ohmgröße darstellen. Mißt man die Drahtlängen in m, die Querschnitte in mm^2, so kann man die Materialkonstante in Form des sog. „spezifischen" Leitungswiderstandes σ einführen, derart daß

$$r \text{ in Ohm} = \sigma \frac{l \text{ in m}}{q \text{ in mm}^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40\,\text{b})$$

wird. Als „spezifische Leitfähigkeit" wird dann der Wert $\lambda = 1/\sigma$ zu gelten haben, so daß man auch schreiben kann:

$$r = \frac{l}{q\,\lambda}.$$

Sind mehrere Leiter aneinander gefügt, so kommt für den Gesamtausgleich die Summe all der Einzelgrößen: $\sigma\, l/q$ bezw. $l/q\,\lambda$ in Betracht.

Außerdem sind die Widerstände von der Temperatur abhängig. Bemerkenswerterweise sind sie aber von der elektrischen Beanspruchung, d. h. von der Stromstärke selbst nicht abhängig.

Man hat zur Nachbildung des Ohm zunächst nicht einen Draht, sondern einen Quecksilberfaden, dessen Länge geeignet abgeglichen wurde, benutzt.

Werner Siemens hatte schon ehe das absolute Maß zur Einführung gelangt war, als Widerstandseinheit den Widerstand eines Quecksilberfadens von 1 m Länge und 1 mm² Querschnitt bei 0° C. in Vorschlag gebracht: „Widerstand von 1 Siemens".

Als man auf das absolute Maß zurückging, konnte man nicht erwarten, daß die alte Siemens-Quecksilbereinheit sich zu den E.M.E. des Volt und Ampère fügen würde; behielt man 0° C. als Vergleichstemperatur und 1 mm² als Querschnitt bei, so mußte man die Länge des Quecksilberfadens neu bestimmen, welcher in seinem Widerstande gerade die oben definierte Einheit darstellen würde. Diese Bestimmung war durchaus nicht leicht und machte das wesentliche Ziel einer großen Reihe von Messungsreihen aus, welche man „Ohmbestimmungen" nennt; mit ihnen hat sich eine große Zahl hervorragender Physiker in den 70er und 80er Jahren des vorigen Jahrhunderts beschäftigt. Den Gang einer solchen Ohmbestimmung kann man einigermaßen übersehen, wenn man auf die Art und Weise zurückblickt, wie hier die in Betracht kommenden Größen eingeführt worden sind; der in diesem Buche eingeschlagene Gang entspricht sehr nahe demjenigen jener Bestimmungen.

Zunächst muß man ein magnetisches Bezugsfeld wählen; man nimmt dasjenige der Erde am Beobachtungsorte, dessen Horizontalkomponente man nach der Gauss'schen Methode in absolutem Maße ausmißt, § 62. Hierauf setzt man eine Stromstärke etwa an einer Tangentenbussole, § 121, mit diesem Felde in Beziehung, wodurch man dieselbe in elektromagnetischem Maße bestimmen und damit ein Galvanometer auf absolute Einheiten eichen kann. Nun bringt man Leiter, die an das Galvanometer angeschlossen sind, mit den erdmagnetischen Kraftlinien zum Schnitt; man wählt dazu am besten die Versuchsanordnung des w. u. in § 163 S. 278 zu beschreibenden Weber'schen Erdinduktors. So erhält man e in absolutem Maße, i gibt das Galvanometer, folglich muß man auch die Widerstände der in dem Kreise vorhandenen Leiter in absolutem Maße und damit die Ohmgröße bestimmen können. Es kann nicht Wunder nehmen, daß bei einer so viele Einzelbestimmungen erfordernden Messungs-

reihe, trotz der darauf verwendeten großen Sorgfalt, die verschiedenen Forscher nicht zu völlig gleichen Endresultaten gelangten. Man hat sich daher schließlich auf eine bestimmte Quecksilberkopie international geeinigt und festgesetzt: Das legale Ohm soll durch den Widerstand einer Quecksilbersäule von 1,063 m Länge (bei 1 mm² Querschnitt und 0° C.) bestimmt sein.

Von diesem legalen Ohm hat man Kopien in Legierungen, welche ihren Widerstand mit der Temperatur nur sehr wenig ändern (in Konstantan, Rheotan, Manganin), hergestellt, Vielfache und Untereinheiten wie von der Gewichtsgröße gebildet, und dieselben in sog. Widerstandssätzen oder Rheostaten ähnlich wie die Gewichte in Gewichtssätzen vereinigt.

Bei denselben wird durch Ausziehen eines Metallstöpsels, der zwei mit den Enden der betreffenden Widerstandsrolle verbundene Metallstücke für gewöhnlich kurz schließt, der betreffende Widerstand eingeschaltet (Stöpselrheostat); die Widerstandsrollen sind „bifilar" gewickelt, d. h. der Strom geht in ihnen hin und her, so daß die magnetischen Wirkungen des spiral aufgewundenen Drahtes sich aufheben. Bei anderen Konstruktionen springt beim Drehen einer mit Gleitkontakt versehenen Kurbel der eingeschaltete Widerstand um bestimmte Beträge (Kurbelrheostat).

Alle Widerstandsmessungen laufen bei Benutzung eines Rheostaten auf einfache Widerstandsvergleichungen mit den in den Rheostaten gegebenen Widerstandsetalons hinaus.

Ebensowenig, wie jemand bei einer Wägung auf die unseren Gewichtsgrößen zugrunde liegenden Wassereinheiten zurückgeht und etwa das Gewicht eines Körpers durch Vergleich mit dem Gewichte der entsprechenden Anzahl von cm³ reinen Wassers von + 4° Cels. feststellt (eine genaue Bestimmung auf diesem Wege, etwa bis auf die mgr genau, würde außerordentlich langwierig und schwierig sein), sondern sich einfach an die in dem Gewichtssatze in bequemster Form zur Verfügung stehenden Kopien dieser Einheiten hält, ebenso begnügt man sich bei Widerstandsbestimmungen im Allgemeinen mit einem Vergleiche der zu messenden Widerstandsgröße mit den in dem Rheostaten fertig gegebenen Einheiten. Freilich muß man die Garantie haben, daß diese Einheiten wirklich den auf ihnen angegebenen Nennwerten genau gleich kommen. Wenn man sie auch verhältnismäßig leicht untereinander vergleichen kann, so würde doch die Feststellung ihres Absolutwertes wieder einer vollkommenen Ohmbestimmung gleichkommen. Wir in Deutschland haben eine zentrale Anstalt, die physikalisch-technische Reichsanstalt zu Charlottenburg, welche gegen ein kleines Entgelt jeden guten, ihr eingesandten Rheostaten prüft, d. h. seine Einheiten mit den von ihr aufbewahrten Widerstandsnormalien genau vergleicht, welche den internationalen Vereinbarungen entsprechen.

Da sich Stromstärken verhältnismäßig leicht etwa mit der Tangentenbussole oder mittels der sog. elektrochemischen Äquivalente in Voltametern in absolutem Maße messen lassen, kann man beim Vorhandensein genau abgeglichener Widerstände auch Spannungen in Volt direkter und genauer messen, als das durch den Induktionsvorgang an sich möglich sein würde. Das Produkt von Stromstärke und Widerstand gibt ja nach (40 a) direkt die zwischen den Enden der Widerstandsgröße herrschende Spannungsdifferenz in Volt. Man kann also auch jedes strommessende Instrument als spannungsmessendes eichen, wenn man seinen Widerstand kennt. Um es einem beliebigen Leiterkreise parallel schalten zu können, ohne von dessen Strom zu viel abzunehmen, und so auch während des Betriebes die herrschende Klemmenspannung zu messen, gibt man ihm zweckmäßig einen hohen Widerstand; man nennt es dann, wenn es auf Volt geeicht ist, ein Voltmeter. Die Konstruktion der meisten derselben entspricht ganz den in § 132 S. 202 beschriebenen Ampèremetern. Hat

man ein in dieser Weise die Volt direkt anzeigendes Instrument, so kann man mit Hilfe der Induktion auch direkt Feldstärken messen. Hierauf beruht der von K. Fischer konstruierte (von der Firma Hartmann u. Braun in Frankfurt a. M. zu beziehende) Kraftlinienzähler: Eine kleine durch ein mit Zählwerk versehenes Uhrwerk in gleichförmige rasche Rotationen versetzte Kupferscheibe wird in das Magnetfeld senkrecht zu den Kraftlinien hineingehalten. Durch das Schneiden der Kraftlinien entsteht eine Spannungsdifferenz zwischen der Mitte und dem Rande der Scheibe. Auf letzterem schleifen dünne Kupferblechstreifen; zwischen ihnen und der Achse wird ein (Milli-) Voltmeter eingeschaltet. Aus der Tourenzahl, der Dimension der Scheibe und der abgelesenen Spannung berechnet sich nach Formel (39) leicht die Kraftlinienzahl $\mathfrak{H}$ pro cm^2. Ist das Feld nicht völlig homogen, so stellt das gefundene $\mathfrak{H}$ einen Mittelwert der Feldstärke innerhalb des unter den Schleiffedern liegenden Sektors dar.

156. Die praktische Einheit des Stromeffektes: das Volt-ampère oder Watt. — Nach § 151 Formel (38c) S. 251 ist die Effektleistung des elektrischen Stromes durch den Ausdruck $L = \mathfrak{H} \cdot c \cdot l \times i$ gegeben. Führen wir für das Produkt der drei ersten Größen nach Formel (39) S. 251 die Größe e ein, so wird

$$L = e \times i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (41)$$

Die Leistung des elektrischen Stromes, der Stromeffekt, ist durch das Produkt von Spannung und Stromstärke bestimmt.

In der Tat ist ja die Dimension dieses Produktes: $cm^{3/2}\, gr^{1/2}\, sek^{-2} \times cm^{1/2}\, gr^{1/2}\, sek^{-1} = cm^2\, gr\, sek^{-3}$, also eine Arbeit pro Zeiteinheit, d. h. nach S. 248 eine Effektgröße.

Werden e und i in E.M.E. gemessen, so ist L in Sekundenergs bestimmt, vgl. S. 248. Führt man aber praktische Einheiten ein, so ist daran zu erinnern, daß 1 Volt $= 10^8$ E.M.E und 1 Ampère $= {}^1/_{10}$ E.M.E. ist, das Produkt also gleich 10^7 Sekundenergs. Dies ist aber die nach James Watt benannte praktische Effekteinheit, und man erkennt also, daß

1 Volt-Ampère = 1 Watt

ist.

Die Stromleistung wird in Volt-Ampère oder Watt gemessen.

Da nach S. 248 eine Pferdestärke PS. der Leistung von 736 Watt entspricht, so ist auch:

1 PS. = 736 Volt-Ampères.

Wie von den anderen Einheiten bildet man auch hier durch entsprechende Vorsatzworte Vielfache und Untereinheiten. Eine Leistung von 1 Kilowatt entspricht also derjenigen von 1000 Watt. Immer ist zu beachten, daß L eine Leistung, also eine Arbeit pro Zeiteinheit ist. Will man auf die Arbeitsgröße selbst zurückgehen, so muß man daher wieder mit der Zeit multiplizieren, vgl. auch S. 250 Formel (38b) und (38c). Unter einer Kilowattstunde hat man also die mit 3600 multiplizierte Leistung eines Kilowatt zu verstehen; es ist dies die Arbeit in Kilojoules (vgl. § 151 S. 248), die insgesamt zur Verfügung gestellt ist, wenn die Leistung eines Kilowatt eine Stunde lang unterhalten wird. Wie man an Gas- und Wasseruhren den Verbrauch des zugeführten Agens mißt, so kontrolliert die elektrische Zentrale den Konsum an elek-

trischer Energie am „Wattstundenzähler". Der Preis der Kilowattstunde beträgt in den größeren Verkehrszentren zurzeit 20—60 Pfennige. Der Konsument kauft hier tatsächlich Energie.

157. Die Wärmewirkungen des elektrischen Stromes: das Joule'sche Gesetz. — Läßt man eine elektrische Spannung sich in Form eines elektrischen Stromes durch einen Leiter hindurch ausgleichen, so bemerkt man in allen Fällen eine Erwärmung des Leiters: ein Teil der Stromenergie setzt sich in Wärme um. In der Tat hat ja Julius Robert Mayer zuerst (1841) gezeigt, daß die Wärme nichts anderes als eine Form der Energie ist. Die Wärme wird in Calorien gemessen. Eine Calorie ist diejenige Wärmemenge, welche ein gr oder ein kgr reinen Wassers von $14^1/_2$ auf $15^1/_2$ Grad der hundertteiligen Skala erwärmt (gr- oder kleine cal bzw. kgr- oder große Cal). Beim Strome handelt es sich um eine bestimmte Wärmeproduktion pro Zeiteinheit, um einen Wärmeeffekt, der durch Sekunden-Calorien, etwa durch sek-gr-cal zu messen sein wird. Es kann daher keinem Zweifel unterliegen, daß diese Effektgröße einem bestimmten Bruchteile der Volt-Ampères, welche in dem Leiter unterhalten werden, entsprechen wird, denn die Volt-Ampères messen ja nach dem vorigen Paragraphen die elektrische Leistung; die entwickelten sek-gr-cal müssen einer bestimmten Menge sek-Ergs oder Watts entsprechen. Joule's Verdienst ist es gezeigt zu haben, daß dieser Bruchteil unter allen Bedingungen der gleiche ist, ganz unabhängig von der Natur der Leiterbahn oder der Stromstärke.

Der Zahlenwert dieses Bruchteiles ist empirisch zu bestimmen, indem man etwa gleichzeitig einerseits mittels Volt- und Ampèremeter die einer Glühlampe zugeführte elektrische Leistung, andererseits die von dieser in einer bestimmten Zeit an ein Calorimeter abgegebene Wärmemenge feststellt. Man findet, daß in allen Fällen fast $^1/_4$ (genauer 0,239) der gesamten Stromleistung in der Leiterbahn in Wärme verwandelt wird, so daß die Wärmewirkung W des elektrischen Stromes

$$W_{\text{in sek-gr-cal}} = 0{,}239 \text{ Volt-Ampères} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (42)$$

ist. Die Zahl 0,239 stellt das „Wärmeäquivalent der elektrischen Leistung" dar.

Mit Hilfe des Ohm'schen Gesetzes (40a) kann man dem durch Formel (42) ausgedrückten Gesetze, dem sog. Joule'schen Gesetze, noch zwei andere Formen geben, je nachdem welche der im Ohm'schen Gesetze zusammentretenden Größen man einführt; es ist

$$W = 0{,}239\, e \times i = 0{,}239\, r \times i^2 = 0{,}239 \frac{e^2}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (42a)$$

alle Größen gemessen gedacht in ihren praktischen Maßen.

158. Die beim Induktionsvorgange bewegte Elektrizitätsmenge. — Ganz allgemein ist die E.M.K. beim Induktionsvorgange durch die pro Zeiteinheit geschnittene Kraftlinienzahl $\mathfrak{H} \cdot c \cdot l = e$ bestimmt. In § 152 hatten wir S. 252 zunächst angenommen, daß

die Geschwindigkeit c, mit der der Leiter das Magnetkraftfeld durchschneidet, konstant sei. Ist dies nicht der Fall, so gehen wir besser wieder auf die Form ds/dt S. 250 für die Geschwindigkeit zurück, so daß $e = \mathfrak{H} \cdot ds \cdot l/dt$ wird. Das Produkt der drei ersten Faktoren bestimmt der S. 251 gemachten Bemerkung zufolge die in der Zeit dt geschnittene Kraftlinienzahl, die wir mit dn bezeichnen wollen, so daß $e = dn/dt$ ist; e ist dann der Momentanwert der E.M.K., welcher der in der Zeit dt geschnittenen Kraftlinienzahl dn entspricht. Nach dem Ohm'schen Gesetze ist $i = e/r$ und nach S. 130 $i = dq/dt$, d. h. $dq/dt = \frac{1}{r} dn/dt$; die in der Zeit dt bewegte Elektrizitätsmenge ist der in dieser Zeit geschnittenen Kraftlinienzahl proportional; der Proportionalitätsfaktor ist die Leitfähigkeit des Schließungskreises.

Wenn man das Schneiden fortsetzt und in einer bestimmten Zeit ein ganzes Bündel von Kraftlinien gleichsinnig durchschneidet, so werden sich die einzelnen durch den Querschnitt der Leiterbahn getriebenen Elektrizitätsmengen dq addieren; ihre Summe wird der Summe der entsprechenden dn, d. h. der insgesamt durchschnittenen Kraftlinienzahl n proportional sein. Schaltet man also ein ballistisches Galvanometer ein, und ist dessen Schwingungsdauer groß in bezug auf die Zeit, innerhalb deren sich das Schneiden der Kraftlinien vollzieht, so wird sein (ballistischer) Ausschlag ein Maß dieser gesamten Elektrizitätsmenge vgl. S. 246 und damit der geschnittenen Kraftlinienzahl n sein. Dabei ist die Zeit, innerhalb der die Kraftlinien geschnitten werden, ganz beliebig, wenn sie nur klein in bezug auf die Schwingungsdauer des verwendeten Galvanometers ist. Ebenso ist es gleichgültig, in welcher Weise das Schneiden vorgenommen wird, z. B. ob erst schnell, dann langsamer oder umgekehrt. Da das Galvanometer auf die durchgegangenen Elektrizitätsmengen reagiert, kann man mit ihm hiernach Kraftlinienzahlen bestimmen.

Zur Erläuterung dieser überaus wichtigen Anwendung der „ballistischen Methode" kann man Gleitanordnungen verwenden, wie sie namentlich von Pfaundler und Szymanski in sehr instruktiven Formen angegeben worden sind. Wir wollen uns damit begnügen, eine einfache derartige Anordnung, die sich ähnlichen der genannten Forscher anschließt, zu besprechen, welche sich als für die meisten Zwecke ausreichend erwiesen hat.

Das kräftige, aus mehreren Lamellen bestehende Hufeisenmagnetmagazin HH oder besser noch ein Elektromagnet, Fig. 125, wird mit seiner Indifferenzzone in einen Ausschnitt des Holzklotzes K gesetzt und durch die von vier Trägern T getragenen, geeignet ausgeschnittenen Bretter B_1 und B_2 in vertikaler Stellung mit nach oben gekehrten Polen N und S gehalten. Auf die Pole wird ein Brett B fest aufgesetzt, welches so tiefe Ausschnitte für die Polenden enthält, daß diese bis fast zur Oberseite des Brettes hinaufragen, wie die gestrichelten Linien in der Figur andeuten. Auf BB ist eine Gleitschienenanordnung aus 4 mm dickem, glatt polierten und dann versilberten Kupferdrahte befestigt. Die gebogene innere Schiene bec und die äußere afd folgen genau dem Verlaufe einer inneren und einer in weiterem Bogen von N nach S hinüberziehenden äußeren Kraftlinie. Die genannten Kurvenschienen sind durch die geradlinigen Stücke ab, cd und ef miteinander verbunden; cd ist außerdem bis über B hinaus verlängert und trägt am Ende eine Klemmschraube k. Dieses

Gleitschienensystem ist unmittelbar über der Vorderfläche von HH auf B befestigt, ein ihm völlig gleiches befindet sich über der Rückseite (in der Figur wird das zweite von dem vorderen vollkommen verdeckt). Die beiden Systeme sind etwas nach vorn und rückwärts geneigt und, entsprechend dem räumlichen Verlaufe der Kraftlinien, etwas aus einer Ebene herausgebogen. Dadurch bilden die Schienen die vier Kanten einer Kraftröhre von viereckigem Querschnitte, vgl. § 66 S. 83, in der eine ganz bestimmte Menge Kraftlinien von dem N-Pole nach dem S-Pole hinübergeht; die gesamte hindurchgehende Anzahl von Einzelkraftlinien ist in jedem Querschnitte dieselbe, wenn auch die Kraftlinienzahl pro Flächeneinheit und damit die Feldstärke z. B. in der Mitte, wo die Röhre weit ist, viel geringer als an den den Polen unmittelbar benachbarten Enden ist, nach dem Satze von der Erhaltung des Kraftflusses, § 67 S. 85.

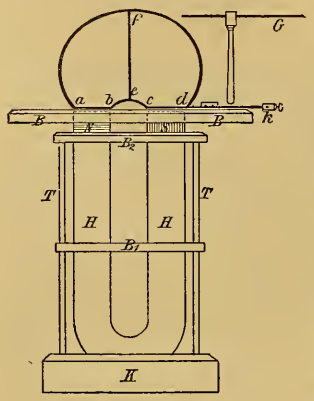


Fig. 125.

Zu dem Apparate gehört das rechts daneben gezeichnete Gleitstück G, welches aus einem geradlinigen Stücke eines ebenfalls versilberten Kupferdrahtes besteht, das an einem Hartgummigriffe befestigt ist. Wenn man dieses über die inneren Schienen be oder ec, oder über die äußeren afd derart hinführt, daß das eine Ende auf den vorderen, das andere auf den entsprechenden hinteren Schienen immer mit metallischem Kontakte gleitet, so bewegt sich jedes Längenelement desselben je einer Kraftlinie parallel, ein Schneiden findet also nicht statt, das bei k angeschlossene ballistische Galvanometer zeigt daher nach S. 233 auch keinen Ausschlag: $e = 0$. Wird das Stück G dagegen von b nach a, oder von e nach f oder endlich von c nach d bewegt, so werden Kraftlinien geschnitten und zwar immer gleich viele, wiewohl im zweiten Falle die von G überstrichene Fläche eine viel größere ist, es kommt der R.H.R. zufolge ein kräftiger Strom von der hinteren Klemme. Mit der Richtung der Bewegung kehrt sich auch die des Ausschlages um.

Es ist gleichgiltig, ob man den Bügel schnell oder langsam bewegt, wenn nur überhaupt in einer zur Schwingungsdauer des Magneten kurzen Zeit das Schneiden des ganzen Kraftlinienbündels erfolgt. Im ersteren Falle werden in jedem Zeitteilchen mehr Kraftlinien geschnitten und stärkere einzelne Induktionsstöße erhalten; aber es erfolgen im ganzen entsprechend weniger, da die Zahl der zur Verfügung stehenden Linien schneller erschöpft ist. Im zweiten Falle verteilt sich der ganze Prozeß über eine längere Zeit, die in jedem Zeitelemente erzielte Einzelwirkung ist jedoch entsprechend kleiner; die insgesamt bewegte Elektrizitätsmenge ist dieselbe, da die Zahl n der geschnittenen Kraftlinien die gleiche ist. Aus diesem Grunde erhält man auch denselben Ausschlag, wenn man das Gleitstück ruckweise mit kurzen dazwischen geschalteten Ruhepausen statt in einem Zuge durch das Kraftlinienbündel hindurchführt, oder wenn man erst vorwärts, dann etwas rückwärts, dann weiter vorwärts usf. gleitet.

159. Die energetische Bedeutung der beiden Faktoren der elektrischen Energie. — Die Darstellung der Stromenergie durch die Faktoren e, i und die Zeit t (vgl. Formel (38 b) S. 250) war keine willkürliche, sondern ergab sich aus der zugrunde gelegten energetischen Betrachtung der sich ineinander umwandelnden Energien ganz von selbst. Bei derselben Stromstärke i kann der Inhalt der gesamten Strombahn an Energie ein sehr verschiedener sein, je nach

dem Werte e der E.M.K., welche an der Stromquelle, bei uns dem durch das Magnetfeld geführten Gleitstücke, auftritt. Umgekehrt ist der durch das Stromphänomen repräsentierte Energiewert bei demselben e um so höher, je größer das zugehörige i ist. Die Stromstärke bestimmt also gewissermaßen die energetische Wertigkeit einer gegebenen E.M.K. Die Stromstärke i ist das Maß der Quantität der in der Zeiteinheit durch den Leiterquerschnitt gehenden Elektrizitätsmenge, vgl. § 92 S. 130: $i = dq/dt$. Diese kann gewissermaßen mit verschieden hoher „Spannung" angetrieben werden. Je nach der Spannung hat sie einen größeren oder geringeren Energiefond in sich, mit dem sie arbeiten kann, ganz analog wie die Arbeitsfähigkeit eines Wasserlaufes sich nach dem in der Zeiteinheit verfügbaren Wasserquantum nicht minder wie nach dem Gefälle richtet. Ersteres entspricht der Stromstärke i, letzteres der E.M.K. e. Wie schon S. 251 hervorgehoben wurde, ist also

$$da = e \cdot dq.$$

Ein derartiges Bestimmtsein durch zwei Faktoren läßt sich bei allen Energieformen wiedererkennen. Diese Faktoren haben gewisse Eigenschaften gemeinsam, nach denen man sie in zwei Gruppen teilen kann. Man unterscheidet: Intensitätsfaktoren und Quantitäts- oder Kapazitätsfaktoren der Energieformen (Ostwald).

Wir wollen zeigen, daß e der Intensitätsfaktor, dq aber der Quantitätsfaktor der elektrischen Energie ist. Dazu schlagen wir zunächt einen Weg ein, welcher der neueren, namentlich von Wald, Helm und Ostwald ausgearbeiteten energetischen Betrachtungsweise folgt. Wir müssen uns hier damit begnügen, diese Methode an Beispielen zu erläutern; bezüglich ihrer näheren Begründung muß auf die betreffenden Spezialdarstellungen (vor allem auf Ostwald's „Studien zur Energetik") verwiesen werden.

Der eine Faktor, den wir in den Ausdrücken für die verschiedenen Energieformen abtrennen können, hat die Eigenschaft, daß dann und nur dann Energie aus einem räumlich irgendwie begrenzten Systeme in ein Nachbarsystem übergeht, wenn dieser Faktor in beiden Systemen Unterschiede aufweist; man nennt ihn den „Intensitätsfaktor".

So ist der Intensitätsfaktor der Wärmeenergie die Temperatur; denn Wärme geht nur aus einem Körper in einen anderen über, wenn die Temperaturen beider verschieden sind. Ein anderes Beispiel bietet die sog. Volumenenergie: Befinden sich in dem Rohre RR, Fig. 126, rechts und links innerhalb der Volumina V_1 und V_2 zwei Gase G_1 und G_2, welche durch den leicht beweglichen Stempel S voneinander getrennt sind, so wird dieser nur dann in Ruhe sein, wenn die Spannkraft beider Gase, der Druck auf die Flächeneinheit, auf beiden Seiten des Stempels der gleiche ist. Wächst die Spannung des Gases auf einer Seite, so verschiebt sich der Stempel. Ähnlich halten sich in kommunizierenden Röhren, allgemein in einer Druckwasseranlage, die an irgend einen Querschnitt grenzenden Flüssigkeitssäulen nur dann das Gleichgewicht, wenn die von

Fig. 126.

× auch Extensität genannt. cf. „Handwörterb. d. Naturwissenschaften" III/524.

beiden Seiten her wirkenden Drucke keine Unterschiede aufweisen. In den beiden letztgenannten Fällen ist also der Druck der Intensitätsfaktor.

Energie geht stets nur von dem Systeme mit höherem Intensitätswerte zu dem von geringerer Intensität über.

Wärme geht nur von wärmeren zu kälteren Körpern über, nie umgekehrt; der Stempel S in Fig. 126 wird von dem Gase mit höherer Spannung zu dem mit geringerer hingetrieben und drückt dadurch dasselbe zusammen, leistet also eine Kompressionsarbeit an ihm; in einer Druckwasseranlage strömt Flüssigkeit nur im Sinne des Druck-(Intensitäts-)Gefälles.

Nur wenn die Intensitätsfaktoren derselben Energieform in benachbarten Raumgebieten Verschiedenheiten aufweisen, tritt zwischen diesen ein Umsatz der betreffenden Energieform ein: „es geschieht etwas“ in dem Gebiete dieser speziellen Energieform (Prinzip des Geschehens).

Die Kapazitätsfaktoren regulieren dann die Quantitäten der sich ineinander umsetzenden Energiemengen. Für sie gilt ein eigentümliches Erhaltungsgesetz, welches aussagt, daß sich bei dem Energieumsatze die Gesamtmenge der durch sie dargestellten Größe in beiden Systemen zusammengenommen nicht ändert.

In dem durch Fig. 126 erläuterten Beispiele sind die Gasvolumina V_1 und V_2 Kapazitätsgrößen; wie sich auch der Stempel S verschiebt, immer bleibt das Gesamtvolumen $V_1 + V_2$ dasselbe, da sich die Einzelvolumina auf der einen Seite von S um ebensoviel vermindern, wie sie sich auf der anderen vermehren, die geleistete Arbeit ist $da = p \cdot dv$ [Druck auf die Flächeneinheit mal Volumenänderung]. Bei den kommunizierenden Röhren bleibt die gesamte Flüssigkeitsmenge die gleiche, wenn auch an einer Stelle Flüssigkeit durch einen Querschnitt in einem oder im anderen Sinne hindurchgetrieben wird. Bei der Wärme spielen die Wärmekapazitäten die Rolle dieser Faktoren.

Auch für die Faktoren e und dq läßt sich Ähnliches nachweisen.

Die E.M.K. e ist als Intensitätsfaktor der Stromenergie anzusehen.

Wir beweisen dieses, indem wir zeigen, daß e die soeben angegebenen Eigenschaften der Intensitätsgröße besitzt; daß die Elektrizitätsmenge dq dann als Kapazitätsfaktor anzusehen ist, ergibt sich daraus ohne weiteres.

Wird an irgend einer Stelle eines geschlossenen Leiterkreises durch Schneiden mit Kraftlinien eines beschränkt ausgedehnten Feldes ein Strom induziert, so verbreitet sich dieser längs der ganzen Bahn, seine Kraftlinien umziehen alle Teile der Leiterkette; die Stromenergie wandert damit aus dem Gebiete, in dem sie ursprünglich etwa aus mechanischer Arbeit erzeugt wurde, in Nachbargebiete hinein.

Wird die Strombahn an zwei verschiedenen Stellen von Kraftlinien gleichzeitig so durchschnitten, daß dadurch die Erzeugung entgegengesetzt gerichteter Ströme angestrebt wird, so sind zwei Fälle möglich: die Ursachen heben sich gegenseitig auf, es entsteht kein Strom, oder aber der eine oder der andere Induktionsvorgang überwiegt, ein Strom kommt zustande. Wir haben zu zeigen, daß sich

die Induktionswirkung in dem ganzen Kreise zur Geltung bringt, welche mit dem höheren e auftritt; dies muß an der Hand der Erfahrung geschehen.

In Figur 127 mögen S_1 und S_2 die beiden Leiterstücke sein, die wir zum Schnitte mit Kraftlinien bringen wollen; wir wickeln sie zweckmäßig zu flachen Spiralen zusammen, damit eine möglichst große Drahtlänge l an dem Schneiden teilhat; ihre Enden sind einerseits direkt, andererseits unter Zwischenschaltung eines Galvanometers G miteinander verbunden. Werden in beiden Spiralen gleichsinnig verlaufende Ströme induziert, so unterstützen sich diese, werden entgegengesetzt gerichtete induziert, wie in der Figur angenommen, so laufen

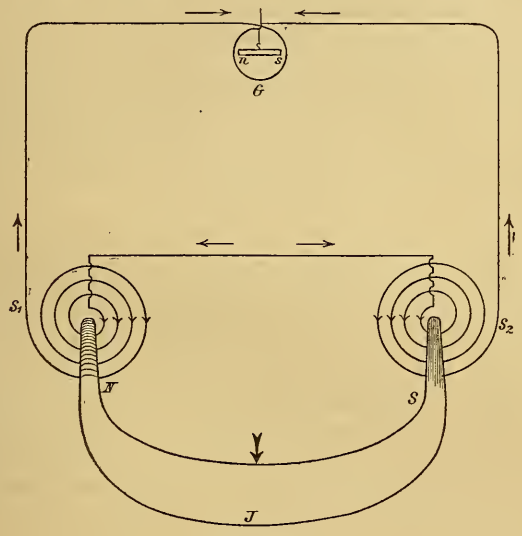


Fig. 127.

sie in dem Galvanometer gegeneinander an; letzteres schlägt nur aus, wenn Stromenergie von der einen Seite auf die andere übergeht. Solche gegeneinander gerichtete Induktionsströme rufen wir etwa dadurch hervor, daß wir die gleich starken, aber entgegengesetzten Pole N und S eines (nach vorn aus der Zeichnungsebene hervortretenden) Hufeisenmagneten aus beiden Spiralen herausziehen. Dann erhalten wir nach der R.H.R. Induktionsströme von der bezeichneten Richtung.

Bewegen wir beide Pole N und S aus denselben Anfangslagen in bezug auf ihre Spiralen derart, daß auf beiden Seiten immer je gleich viel Kraftlinien zum Schnitt kommen, indem wir etwa den Magneten parallel mit sich selbst zurückziehen, so schlägt das Galvanometer G nicht aus: Ist die Zahl e der in der Zeiteinheit geschnittenen Kraftlinien beiderseitig die gleiche, so „geschieht (elektromagnetisch) nichts“ in dem System.

Bewegen wir aber einen Pol, z. B. N, schneller, indem wir etwa bei der Vorwärtsbewegung eine gleichzeitige Drehung der Indifferenzzone J nach rechts hinüber vornehmen, so gibt das Galvanometer einen Ausschlag, welcher anzeigt, daß Strom aus dem linken Induktionsgebiete in das rechts gelegene Nachbargebiet durch das Galvanometer hindurch hinübergeht. Links ist aber die E.M.K. e größer als rechts.

Da der Strom ein geschlossener ist, so geht er in der unteren Verbindung wieder von S_2 nach S_1 zurück. Weil die Stromenergie die Richtung des

Stromes selbst einschlägt, so wandert sie von S_1 durch das Galvanometer G nach S_2 und von da nach S_1 der Strombahn entlang. Diese Richtung der Wanderung ist eindeutig durch die höhere in S_1 induzierte E.M.K. bestimmt. Machen wir e für S_2 größer, so bestimmt die hier wirkende Ursache den ganzen Prozeß, ein Strom von umgekehrter Richtung kreist in dem ganzen System.

Vermehren wir die Windungszahl einer Spirale um einige Windungen, indem wir von der verfügbaren Drahtlänge noch ein Stück mit um den Spulenträger legen, und bewegen wir nun den Magneten gleichmäßig in beiden Spiralen, so ist die in der Zeiteinheit geschnittene Kraftlinienzahl e in einer Spirale größer, ihre E.M.K. bestimmt die Richtung des entstehenden Stromes und damit der Energiewanderung, die E.M.K. e ist also der Intensitätsfaktor.

Eine Anordnung wie in Fig. 127 kann also dazu dienen, die Fähigkeit zweier Spiralen, Sitz induzierter E.M.K. von bestimmter Größe zu sein, miteinander zu vergleichen. In der Tat beruht die sog. Induktionswage auf dem hier angedeuteten Prinzipe.

Man darf sich nicht durch die üblichen Bezeichnungen irre machen lassen. Die E.M.K. mißt die Intensität der betrachteten Energieform; FARADAY bezeichnet diese Größe noch durchweg als die Intensität des Stromes; die Stromstärke bestimmt den Quantitätsfaktor.

Wir sprechen daher besser von „Stromstärke" als von „Stromesintensität", wie es jetzt auch in der Elektrotechnik allgemein üblich geworden ist.

Auch noch andere Merkmale stehen uns zur Unterscheidung der beiden Faktoren zu Gebote: Die Intensitätsgrößen einer jeden Energieform bilden eine Skala derart, daß die Summe der Intensitätsunterschiede zwischen einem ersten bis zu einem zweiten Werte plus dem von diesem zu einem dritten gerade so groß ist, wie die Intensitätsdifferenz von dem ersten und dritten Werte usf., z. B. bei der Temperaturskala. Wenn daher in einem Elemente einer Strombahn durch schneidende Kraftlinien eine E.M.K. e_1, in einem benachbarten Elemente die E.M.K. e_2 im gleichen Sinne induziert wird, so ist in dem ganzen aus beiden Elementen zusammengesetzten Leiterstücke die E.M.K. $e_1 + e_2$ induziert.

Sind die Richtungen der induzierten E.M.K. entgegengesetzt, so bleibt unsere Aussage dennoch richtig, wenn wir nur die eine E.M.K. mit dem umgekehrten Vorzeichen — einführen.

So kann man über endliche Leiterstücke summieren und erhält in der Summe der E.M.K. den gesamten Intensitätsfaktor der in dem ganzen Leiterstücke induzierten Stromenergie. Man sagt, die einzelnen induzierenden Elemente seien „hintereinander geschaltet": Summationsprinzip der E.M.K.

Die Elektrizitätsmenge dq ist also die Quantitätsgröße der elektrischen Energie. Da in bezug auf diese Quantitätsgrößen, wie oben erwähnt, das Konstanzgesetz gilt, so führt uns unsere energetische Betrachtung also zu dem „Satze von der Erhaltung der Elektrizitätsmenge", einem Grundgesetze der gesamten modernen Elektrizitätslehre, welches durch den Elektronenbegriff die denkbar einfachste Interpretation erfährt.

Die Induktionserscheinungen führten FARADAY zu dem Schlusse, daß längs eines in einem Magnetfelde befindlichen Leiters ein Spannungszustand eigentümlicher Art bestehen müsse, der in Form eines Induktionsstromes zum Ausdruck kommt, sowie der Leiter gegen die Kraftlinien bewegt wird. Er bezeichnete ihn als „elektrotonischen Zustand" (von τόνος = Anspannung). Die Vorstellung

dieses Zustandes, der „den kleinsten Teilchen und nicht der Masse des der Induktion ausgesetzten Drahtes oder Körpers als solcher" zukommen sollte, wurde von FARADAY dann zunächst wieder aufgegeben, in seinen letzten Untersuchungsreihen dagegen wieder aufgenommen und mit den Kraftlinien des Magnetfeldes in innigere Verbindung gebracht. MAXWELL akzeptierte diesen Begriff und in seiner Theorie spielt er (unter dem Namen des „elektrotonischen Momentes") eine große Rolle. Wir dürfen annehmen, daß er wesentlich nur die Disposition zum Eintreten von Induktionswirkungen bezeichnen sollte, dadurch bedingt, daß ein in einem Magnetfelde befindliches Leiterstück nach der S. 223 entwickelten Vorstellung rings von wirbelnden Elementen umgeben ist. Jede Bewegung gegen diese bewirkt eine einseitige Verschiebung der Elektrizitätsteilchen in ihm und damit einen Strom, vgl. weiter unten in § 173.

Eine in einem Magnetfelde befindliche Leiterschleife ist demnach in eigentümlicher Weise als Quelle eines Stromes prädisponiert, was nicht der Fall ist, wenn die Schleife außerhalb des Kraftfeldes liegt. Denn im ersten Falle kann bei jeder Änderung in dem augenblicklichen Zustande an irgend einer Stelle ein Durchschneiden von Kraftlinien stattfinden und jedes Längenelement dadurch Sitz einer E.M.K. werden.

Zehntes Kapitel.

Induktion bei Vermehrung oder Verminderung der umschlossenen Kraftlinienzahl. (Maxwell'sche Regel.)

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, daß beim Schneiden von Magnetkraftlinien elektrische Spannungen induziert werden. Nun zeigt sich aber, daß Induktionswirkungen unter Umständen auch dann geweckt werden, wenn von einem eigentlichen Schneiden der Kraftlinien nicht die Rede sein kann. Dem im vorigen Kapitel erläuterten Grundprinzipe der Induktion, welches in der R.H.R. seinen einfachsten Ausdruck fand, tritt ein anderes zur Seite, welches zwar, wie wir sehen werden, aus ihm abgeleitet werden kann, insofern aber neben dem ersten Prinzipe eine selbständige Bedeutung beansprucht, als bei einer sehr großen Anzahl wichtiger Fälle nur dieses zweite Prinzip in Betracht kommt: Es werden in einem geschlossenen Leiterkreise immer dann Induktionswirkungen hervorgerufen, wenn die von ihm umschlossene Zahl magnetischer Kraftlinien vermehrt oder vermindert wird.

Aus diesen beiden einfachen Grundprinzipen leiten sich dann aber alle Induktionserscheinungen ab.

160. Grundversuch. — Wir stellen, ebenso wie beim vorigen Kapitel, einen möglichst einfachen und übersichtlichen Versuch (nach E. Lecher) an die Spitze, um das neue Grundgesetz aus ihm abzuleiten: Durch das ganze zur Verfügung stehende Zimmer wird ein übersponnener dicker Kupferdraht einmal hingehend und dicht daneben hergehend ausgespannt. Die Enden der dadurch gebildeten langen Drahtschleife schließt man an ein empfindliches ballistisches Galvanometer an und stellt der Orientierung halber das Modell Fig. 36 S. 75 der erdmagnetischen Kraftlinien so auf, daß die Nadeln desselben den erdmagnetischen Kraftlinien gleichgerichtet verlaufen.

Wenn man eine Seite der horizontalen Drahtschleife, dieselbe in der Mitte fassend, mit ausgestrecktem Arme nach außen führt, so schneidet man erdmagnetische Kraftlinien, das Galvanometer zeigt einen Ausschlag an; die Richtung desselben — es sei die Richtung 1a — ergibt sich aus der R.H.R.. Führt man den Draht wieder zurück, so ergibt sich der umgekehrte Ausschlag, wieder nach der R.H.R.: Richtung 1b.

Bewegt man die andere Seite der Drahtschleife nach außen, so erhält man dieselbe Ausschlagsrichtung 1a wie bei der nach außen Bewegung der ersten Drahthälfte. Die E.M.K. ist zwar jetzt in dieser Drahtseite in bezug auf die Umgebung derjenigen entgegengesetzt gerichtet, die bei dem ersten Versuche induziert wurde, da ja die Bewegungsrichtung sich umgekehrt hat, in dem geschlossenen Drahtkreise läuft aber der ihr entsprechende Strom 2a im gleichen Sinne wie der Strom 1a.

Führt man diese Seite zurück, so erhält man einen Strom 2b von der Richtung 1b.

Bewegt man jetzt mit beiden Armen gleichzeitig beide Seiten der Drahtschleife nach außen, so addieren sich die beiden Induktionswirkungen der in beiden Seiten geweckten E.M.K., das Galvanometer gibt einen doppelt so großen Ausschlag, dem Strome $A = 1a + 2a$ entsprechend.

Führt man beide Seiten gleichmäßig wieder zusammen, so erhält man einen ebenso großen Ausschlag nach der entgegengesetzten Seite, dem Strome $B = 1b + 2b$ entsprechend.

Betrachtet man nun die Leiterschleife von oben her, d. h. in der Richtung der Kraftlinien des Feldes, dessen Kraftlinien geschnitten werden, so ist klar, daß im Falle a) die Zahl der von der Drahtschleife umfaßten Kraftlinien vergrößert worden ist, da die von ihr umschlossene Windungsfläche zugenommen hat. Man bemerkt, daß dann der R.H.R. zufolge ein Strom A in der ganzen Schleife induziert werden muß, der links herum, d. h. in einer der Uhrzeigerbewegung entgegengesetzten Richtung die Windungsfläche umfließt, ein sog. „Gegenzeigerstrom“ oder „inverser Strom“, wie das Galvanometer auch zu erkennen gibt.

Im Falle b) dagegen, bei dem die gesamte umschlossene Kraftlinienzahl wieder abnimmt, muß ein rechtsherum laufender, ein „Zeigerstrom“ oder „direkter Strom“ induziert werden, wie die dem Strome B entsprechende Ausschlagsrichtung in der Tat auch anzeigt.

Man erkennt dies ohne weiteres, wenn man die rechte Hand vor sich hinhält, den Zeigefinger nach unten und den Daumen nach außen kehrt (Fall a); dann weist der Mittelfinger gegenzeigermäßig um den Körper herum; wendet man den Daumen dagegen dem Körper zu (Fall b), so weist der Mittelfinger im Uhrzeigersinne um den Körper herum.

Wir finden also:

Bei Vermehrung der umschlossenen Kraftlinienzahl wird in einer Leiterbahn für ein dieselbe in der Kraftlinienrichtung anblickendes Auge ein Gegenzeigerstrom, bei Verminderung ein Zeigerstrom induziert.

Dies ist die sog. Maxwell'sche Regel.

Zeigerstrom und Gegenzeigerstrom stehen einander gegenüber wie positive und negative Richtung; man kann daher auch die diese Induktionsströme hervorrufende E.M.K. als positive oder negative Größe einführen, je nachdem sie einen Strom im einen oder anderen

Sinne veranlaßt. Man kann daher auch sagen: Durch Verminderung der umschlossenen Kraftlinienzahl wird eine +, durch Vermehrung eine — E.M.K. in der Leiterschleife induziert, immer gesehen in der Richtung der Magnetkraftlinien.

Die Maxwell'sche Regel erscheint hier als eine unmittelbare Folge der R.H.R. (vgl. auch weiter unten). Sie besitzt aber eine allgemeinere Bedeutung und gilt auch noch in Fällen, in denen die R.H.R. nicht mehr angewendet werden kann. Man hat auch diese Regel noch in andere Formen gebracht; man kann z. B. sagen: „Die in einer Leiterschleife induzierte E.M.K. hat die Richtung der rotierenden Bewegung eines in der Kraftlinienrichtung fortschreitenden Korkziehers, wenn die umschlossene Kraftlinienzahl abnimmt."

Bei dieser Regel ist also im Gedächtnisse festzuhalten, daß abnehmender Kraftlinienzahl die Rechtsdrehung, zunehmender die Linksdrehung zugeordnet ist; denkt man sich also die ab- bzw. zunehmende Mondsichel, die man sich — einer bekannten Kinderregel zufolge — nach der Form der geschriebenen Anfangsbuchstaben 𝔑 und 𝔖, die man aus ihr herstellen kann, einprägt, oben mit Pfeilen versehen, so gibt sie die induzierte Stromrichtung an. In allen Fällen ist darauf zu achten, dass man dabei die Leiterschleife in der Feldrichtung anzusehen hat, und dass die Stromrichtung im umgekehrten Sinne verläuft, wenn die Kraftlinien auf den Beschauer zukommen.

Führt man das Öffnen und Schließen der Leiterschleife abwechselnd hintereinander aus, so erhält man einen in seiner Richtung wechselnden Strom, einen „Wechselstrom", welcher den Galvanometermagneten in schwingende Bewegungen versetzt, deren Amplituden man erheblich steigern kann, wenn man die Induktionswirkungen im gleichen Rhythmus erzeugt.

Bei der in Rede stehenden Induktionswirkung ist es durchaus gleichgiltig, in welcher Weise die Vermehrung oder Verminderung der umschlossenen Kraftlinienzahl vor sich geht; jede mit Gleitstück versehene Leiteranordnung führt auf dieselbe Regel.

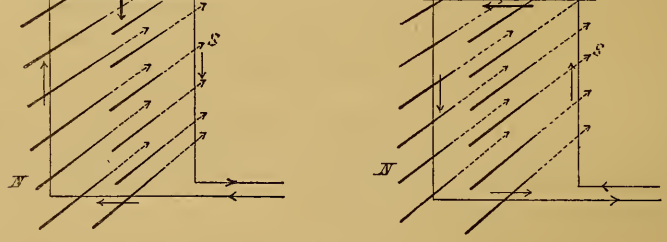


Fig. 128.

Wenn wir z. B. den Bügel *B* der Anordnung Fig. 124 S. 249 in die Höhe heben, so ist klar, daß sich die von ihm und den Röhren r_1 r_2, welche die Zuleitungen bilden, umschlossenen Kraftlinien vermehren werden; in dem Bügel wird der R.H.R. zufolge ein Strom, der nach links hin geht, induziert, da der *N*-Pol vor, der *S*-Pol des Feldmagneten hinter der Zeichenebene gelegen gedacht ist. Dieser Strom tritt in die ruhenden Teile der Leiterbahn über und umkreist also die Leiterschleife gegenzeigermäßig, wie es die rechte der Figuren 128 zeigt; senkt man den Bügel, so tritt das Umgekehrte ein, vgl. die linke Figur 128.

Auch bei dem Grundversuche des § 140 S. 230 war eigentlich schon eine Vermehrung oder Verminderung der von der Leiterbahn umfaßten Kraftlinien mit im Spiele. Denn bei jeder Bewegung des Aluminiumblechstreifens S durch das Feld muß eine bestimmte Anzahl von Kraftlinien aus dem von diesem Streifen, den Goldbändern b_1 und b_2 und der an diese angeschlossenen ruhenden Leitung umschlossenen Gebiete austreten, oder in dieses eintreten. Zwischen den den beiden Kapiteln zugrunde liegenden Phänomenen besteht also kein prinzipieller Unterschied.

161. Summation der Induktionswirkungen. — Bringt man gleichzeitig zwei oder mehr Stellen desselben Leiterkreises im gleichen Sinne mit Kraftlinien zum Schnitt, so addieren sich die stromerzeugenden E.M.K., vgl. § 159 S. 266.

Würden wir bei dem am Ende des vorigen Paragraphen beschriebenen Versuche anstatt nur den Bügel B nach oben zu heben, gleichzeitig auch die beiden seitlichen Leiterteile nach außen und die untere Begrenzung nach unten verschieben, so würden wir die gesamte Induktionswirkung erheblich steigern, da jede Einzelwirkung für sich schon einen inversen Strom zu erzeugen strebt. Durch jede einzelne Bewegung wird aber auch die von dem Rechtecke umschlossene Kraftlinienzahl vermehrt. Führen wir alle diese Bewegungen gleichzeitig aus, so müssen sich ihre Wirkungen addieren.

Denken wir uns einen Leiterkreis aus vier gegeneinander verschiebbaren Gleitstücken bestehend, Fig. 129, und wenden wir die R.H.R. bei beiden Rechtecken auf jede Seite an, so werden in jeder gleichsinnig umlaufende Ströme induziert. Gehen die Kraftlinien von vorn nach rückwärts durch die Zeichenebene hindurch, so gibt die nach innen gerichtete Bewegung einen direkten, die nach außen gerichtete einen inversen Strom. Dies entspricht vollkommen der MAXWELL'schen Regel, denn im ersten Falle vermindert, im zweiten vermehrt sich die Kraftlinienzahl im Inneren.

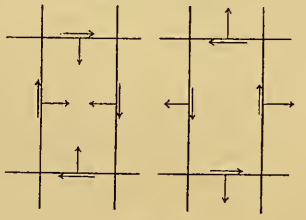


Fig. 129.

Man realisiert diesen Fall am einfachsten in der Weise, daß man eine ebene Drahtschleife unverändert läßt und nur ihre Lage in bezug auf einen Magneten variiert, indem man sie etwa von einem Magneten entfernt oder sie ihm nähert oder umgekehrt den Magneten relativ von ihr fort oder zu ihr hin bewegt. Wird z. B. ein Stabmagnet senkrecht gegen eine ebene Leiterschleife bewegt; und zwar mit dem Nordpole, von dem aus die Kraftlinien divergieren, voran, so gehen immer mehr Linien durch das Innere der Schleife hindurch (vgl. das Modell Fig. 98 S. 184). Während vorher eine große Anzahl der Linien außerhalb der Schleife vorbeiging, schneiden sie jetzt beim Nähern des Magneten einzeln die Drahtbahn und vermehren dadurch gleichzeitig die von der Schleife umschlossene Kraftlinienzahl. Beim Entfernen des Stabes tritt umgekehrt eine Verminderung derselben ein, die Längenelemente des Leiters werden im umgekehrten Sinne geschnitten. Die MAXWELL'sche Regel gibt uns auch hier wieder Aufschluß über den Richtungssinn der induzierten Ströme.

Man kann hierbei entweder die Leiterschleife bewegen und den Magneten fest stehen lassen, oder den Magneten bewegen bei ruhender Schleife. Ruht der Magnet relativ zu dieser, so wird kein Strom beobachtet.

Die Erscheinung hängt daher nicht von der Bewegung des einen oder anderen Teiles an sich ab, sondern von der relativen Bewegung beider Teile zu einander und der Kraftlinienerfüllung des Zwischenmittels. Für jedes Längenelement des Leiters bestätigt sich wieder die R.H.R., die in den einzelnen Elementen geweckten Impulse sind alle „gleichsinnig hintereinander geschaltet".

Wird der Südpol der Schleife zugekehrt, so muß zur Feststellung des Stromsinnes (invers oder direkt) die Schleife von der anderen Seite her betrachtet werden, da die Kraftlinien in die Sinkstelle des *S*-Poles einlaufen.

Erinnert man sich daran, daß am *N*-Pole eines Magneten (von außen gesehen), die Molekularströme invers verlaufen, am *S*-Pole direkt, vgl. § 125 S. 190, so kann man leicht erkennen, daß die Maxwell'sche Regel auch als unmittelbare Folge der Lenz'schen Regel § 147 S. 241 aufgefaßt werden kann. Führt man gegen eine geschlossene Leiterschleife einen *N*-Pol heran, so übt der in ihr geweckte Gegenzeigerstrom auf den ihm entgegengesetzten, der den Magneten umkreisend gedacht werden kann, nach § 110 S. 163 eine elektrodynamische Abstoßung aus, welche sich dieser Annäherung entgegenstellt. Führen wir sie doch durch, so müssen wir gegen diese Abstoßung eine Arbeit leisten und haben den erzeugten Induktionsstrom als Äquivalent dieser Arbeit zu betrachten. Das Entsprechende tritt ein, wenn man den *N*-Pol entfernt, oder den *S*-Pol nähert oder entfernt.

Man macht sich dies am besten mit Hilfe des S. 201 beschriebenen Modells einer Stromspule oder, wenn eisengefüllt, eines stabförmigen Elektromagneten klar. Denn es bedarf kaum der Erwähnung, daß alle die hier beschriebenen Versuche ebensogut mittels Elektromagneten angestellt werden können, ja mit diesen weit größere Effekte zustande kommen lassen, entsprechend der größeren Kraftlinienzahl, die pro Zeiteinheit zum Schnitt gebracht werden kann. So findet man die Maxwell'sche Regel auch beim Erregen oder Abstellen des Elektromagneten bestätigt.

Die umschlossene Kraftlinienzahl wird in der Leiterschleife ferner dadurch vermehrt und vermindert, daß man dieselbe vor einem Pole des Magneten vorüberführt, wobei gerade in dem Momente, in welchem die Schleifenmitte die Magnetachse passiert, das Vermehren in ein Vermindern umschlägt, also die Stromrichtung wechselt.

Endlich kann man die umschlossene Kraftlinienzahl auch dadurch ändern, daß man die Schleife an derselben Stelle des Kraftfeldes dreht. Wird dabei beim Drehen in einem Sinne die Kraftlinienzahl, welche durch die Schleife geht, zunächst vermindert, so wird sie von dem Momente an, in welchem die Schleifenebene den Kraftlinien parallel lag, wieder vermehrt. Jetzt kehrt die Schleife den Kraftlinien aber ihre andere Seite zu. Wenn der + Strom, jetzt auch im Sinne der Kraftlinien gesehen, in einen — Strom übergeht, so setzt dieser den durch die Schleife und damit durch die ganze Strombahn gehenden Strom doch im gleichen Sinne fort, wovon man sich am Galvanometer überzeugt.

Allen diesen einzelnen Fällen entsprechen wichtige Anwendungen, vgl. weiter unten. Die Gestalt der Schleife ist beliebig, ja sie kann die ganze Strombahn ausmachen. Auch wenn sich die innerhalb einer geschlossenen Strombahn enthaltene Kraftlinienzahl aus irgend einem Grunde vermehrt oder vermindert, wird in dieser eine − bzw. + E.M.K. induziert. Diese Bemerkung wird später bei Besprechung der „Selbstinduktion" von Wichtigkeit sein.

162. Die in einer Leiterschleife induzierte E.M.K. — Ist N die Gesamtzahl der von einer Leiterschleife umschlossenen Kraftlinien, so kann sich diese Zahl nicht ändern, ohne daß Leiterteile von heraustretenden oder neu eintretenden Kraftlinien geschnitten werden. Dadurch werden E.M.K. induziert. Wir können die in den einzelnen Elementen der Leitung vorhandenen E.M.K. addieren, ihre Summe sei für den ganzen Leiterkreis zur Zeit t gleich E. Sie ist nach § 152 S. 252 gleich der Gesamtzahl der pro Zeiteinheit zum Schnitt gekommenen Kraftlinien; diese ist aber genau dieselbe, um welche sich N, pro Zeiteinheit gerechnet, vermehrt oder vermindert hat. Tritt zur Zeit t, wo wir die E.M.K. messen, in dem Zeitelemente dt im ganzen Kreise die Kraftlinienzahl dN ein oder aus, so ist die auf die Zeiteinheit umgerechnete Zahl oder die zeitliche Änderungsgeschwindigkeit von N gleich dN/dt; also ist

$$E = -\frac{dN}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (43)$$

Das Zeitelement dt wird immer als positiv betrachtet; dN kann positiv oder negativ sein; im ersteren Falle (Zunahme der umschlossenen Kraftlinienzahl) ist E nach S. 270 negativ (inverser Strom), im zweiten (Abnahme der Kraftlinienzahl) positiv (direkter Strom).

Formel (43) drückt das wichtige Gesetz aus:

Die in einer geschlossenen Leiterbahn zur Zeit t induzierte gesamte E.M.K. E ist entgegengesetzt gleich der Änderungsgeschwindigkeit dN/dt der Anzahl N von Kraftlinien, welche die Kurve zu dieser Zeit umfaßt.

Damit haben wir das allgemeinste Induktionsgesetz, aus dem sich alle speziellen Formen ergeben, abgeleitet. Der Weg, auf dem wir dazu gelangten, unterscheidet sich von dem sonst eingeschlagenen. Gewöhnlich geht man von den elektrodynamischen Fernewirkungen aus, die man durch elektromagnetische Potentiale ausdrückt. Das Energiegesetz, auf Variationen dieser Potentiale angewendet, ergibt dann das Induktionsgesetz. Man hält meist diese Art der Ableitung für absolut sicher. Bertrand war es wohl zuerst, welcher es wagte, an der bindenden Kraft dieser durch die Tradition geheiligten Deduktionen zu zweifeln. Poincaré unterwirft Bertrands Argumente einer strengen Kritik, sieht sich aber doch zu dem Zugeständnis genötigt, daß „Bertrand der größte Teil des Schlachtfeldes verbleibe" (Electricité et optique II. p. 25. 1891).

Wir haben versucht, jene Gesetze direkt aus den Feldwirkungen abzuleiten, indem wir konsequent Begriffsbildungen vermieden, welche, wie die Potentiale, den Fernewirkungstheorien entstammen.

Noch in anderer Beziehung weicht unser Gang von dem traditionellen ab. Meist geht man von dem Begriffe einer gegebenen E.M.K., etwa der eines sog. Galvani'schen, oder wie es wohl richtiger heißen sollte, Volta'schen Elementes aus, welche durch die Induktion, falls der Strom eine mechanische Arbeit leistet, eine Verminderung erleidet. Die Vorstellung der E.M.K. eines konstanten in den Stromkreis eingeschalteten Elementes ist zwar eine durch die historische

Entwickelung der Wissenschaft allgemein geläufig gewordene. Ein Zurückgreifen auf dieselbe in unserem Erscheinungsgebiete muß aber weder als notwendig noch als förderlich erscheinen. Faraday hätte die Induktionsströme entdecken können, ohne von Galvani's oder Volta's Entdeckung irgendwie Kenntnis zu haben. Er machte z. B. folgende Bemerkung: ein Teil einer in sich zurücklaufenden, beliebig langen metallischen Leitung versetzt, wenn er zwischen den Polen eines kräftigen Magneten bewegt wird, jeden noch so entfernten Teil in einen Zustand, vermöge dessen er ablenkende Wirkungen auf in die Nähe gebrachte Magnetnadeln auszuüben imstande ist. Hierin ist das Wesentliche aller Erfahrung über diese Erscheinung enthalten. Folglich muß eine Beschreibung, welche nur die hierbei vorkommenden Bestimmungsstücke enthält, möglich sein und sie wird zugleich die einfachste Darstellung der Tatsachen bilden. Diese aber auf die einfachste Weise richtig zu beschreiben ist die einzige Aufgabe, welche nach Kirchhoff eine Theorie zu erfüllen hat.

Der Induktionsvorgang ist ferner viel übersichtlicher als die stromliefernden Prozesse in einer Volta'schen Kette, über die erst die neuesten Fortschritte der Elektrochemie völlige Aufklärung gewähren konnten. Eine Theorie, welche diese Prozesse von vornherein mit in die Theorie der Induktionserscheinungen hineinzieht, kompliziert unnötig den Gang der Ableitung.

Wir haben den Begriff der E.M.K. nicht als aus anderen Gebieten der Elektrizitätslehre bekannt vorausgesetzt, sondern ihn aus den Induktionserscheinungen selbst abgeleitet und befinden uns damit auf dem Wege, den man immer dann zu betreten sich genötigt sah, wenn man diese Größe auf ihr absolutes Maß zurückführen wollte. Der Gang dieser Messung gibt einen indirekten Beweis dafür, daß die E.M.K. durch die Induktionsvorgänge eindeutig bestimmt ist, unabhängig von der E.M.K. irgend welcher anderen Stromquellen.

Die Größe E der Formel (43) ist wiederum ein Momentanwert der E.M.K. vgl. S. 261; sie ist in E.M.E. ausgedrückt. Wollen wir sie in Volt erhalten, so ist

$$E = -\frac{dN}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (43\,a)$$

Wir können auch hier eine analoge Betrachtung wie S. 261 bezüglich der in Bewegung gesetzten Elektrizitätsmenge anstellen. Dieselbe ist für das Zeitelement dt durch E/R gegeben, wenn R der Ohm'sche Widerstand des gesamten Schließungskreises ist, also durch $-\frac{1}{R}\frac{dN}{dt}$. Ändert sich während des ganzen Prozesses der Vermehrung oder Verminderung der umschlossenen Kraftlinienzahl diese Zahl von einem Anfangswerte N_0 (der auch den speziellen Wert 0 haben kann) bis zu dem Endwerte N, so ist die gesamte in Bewegung gesetzte Elektrizitätsmenge $-\frac{1}{R}(N - N_0)$. Dieser Menge ist der Ausschlag eines ballistischen Galvanometers proportional, wenn der ganze Prozeß nur eine Zeit andauert, die kurz im Vergleiche zur Schwingungsdauer seines Magnetsystems ist.

163. Steigerung der Induktionswirkungen durch Multiplizieren der Windungslagen. — Bei den elektromagnetischen Erscheinungen hatten wir die Wirkung einzelner Leiterschleifen durch Aneinanderlegen vieler Windungen erheblich gesteigert vgl. S. 188: Multiplikationsprinzip. Dem analog müssen wir auch hier durch Anwendung von Spulen (§ 125 S. 189) sehr viel höhere E.M.K. erzielen.

Wir hatten davon schon in § 144 S. 236 Gebrauch gemacht, indem wir an das dort benutzte einfache Leiterstück Windungen von gleichem Durchmesser anlegten; das Galvanometer läßt eine Steigerung der Wirkung erkennen, die der Zahl der vereinigten Windungen proportional ist, wie dies nach dem Prinzipe der Summation (S. 266 und § 161 S. 271) zu erwarten ist.

Hierbei ist der Gesamtwiderstand R der Leiterbahn unverändert geblieben. Schaltet man aber in denselben Schließungskreis Spulen mit immer größerer Windungszahl ein, so sind die Ausschläge eines ballistischen Galvanometers nicht mehr proportional der Windungszahl; die induzierte E.M.K. ist zwar größer geworden, aber auch der eingeschaltete Widerstand, so daß bei einer sehr dünndrahtigen langen Spule trotz der hohen Windungszahl die Steigerung des ballistischen Ausschlages nur eine kleine sein kann, wenn der Widerstand der Zuleitungen und des Galvanometers selbst gering ist.

Ist z die Zahl aneinander liegender Windungen einer Spule, N die Zahl der Kraftlinien, welche durch jede derselben hindurchgeht, so ist der Momentanwert der E.M.K.

$$E = -z\frac{dN}{dt} \text{ in E.M.E. oder } E = -z\frac{dN}{dt}10^{-8} \text{ in Volt.} \quad (44)$$

Die gesamte bewegte Elektrizitätsmenge und damit der ballistische Ausschlag ist durch $-\frac{1}{R}z(N - N_0)$ bestimmt.

Da hiernach bei derselben Spule der ballistische Ausschlag proportional der geschnittenen Kraftlinienzahl ist, so bietet eine solche kleine Drahtspule ein Mittel zum Ausmessen eines magnetischen Kraftfeldes durch die am Galvanometer beobachteten Ausschläge. Dreht man die Spule, deren Achse man zunächst an irgend einer Stelle des Feldes in die Kraftlinienrichtung gebracht hatte, rasch in eine dazu senkrechte Lage, so geht bei dieser Drehung der gesamte vorher umschlossene Kraftfluß aus ihr heraus. Der entsprechende Induktionsstoß gibt also ein Maß für die Anzahl der an dieser Stelle vorhandenen Kraftlinien.

Bei Faraday spielt die Durchforschung elektromagnetischer Kraftfelder mit Hilfe solcher Probespulen (exploring coils) eine große Rolle; dieselben entsprechen den exploring needles § 26 S. 23. Letztere gewährten aber nur eine Angabe über die Richtung der vektoriellen Feldzustände, die coils orientieren uns außerdem auch über die Intensität derselben.

Mit den Spulen kann man alle die bereits in § 161 S. 272 für die einzelne Drahtschleife angedeuteten Einzelversuche anstellen und zwar mit einem der vermehrten Windungszahl z entsprechend gesteigerten Effekte, also die Induktion beim Nähern und Entfernen von Magneten, beim Vorüberführen vor dem Pole eines Magneten oder beim Drehen in einem Felde, z. B. dem der Erde. Macht man die Spule beweglich, so äußert sich die Wirkung des Lenz'schen Gesetzes in einem deutlichen Dämpfen der Spulenschwingungen, sowie man diese kurz schließt.

Die Dämpfung der kurz geschlossenen Spulengalvanometer vgl. S. 245 ist nichts Anderes als eine Anwendung der in einer Spule induzierten Stromwirkungen.

Nur eines sei noch hervorgehoben:

Führt man durch das Innere einer Drahtspule einen Magnetstab hindurch, so ändert sich das Vorzeichen der induzierten E.M.K. gerade in dem Momente, in welchem die Spule über die Stabmitte hinübergeht, und zwar augenscheinlich, weil von diesem Augenblicke an die Kraftlinienrichtung die umgekehrte wird.

Ausgehend von der Überzeugung der Einheit und gegenseitigen Verwandelbarkeit aller Naturkräfte (Energien) hatte FARADAY versucht, Schwerkraft in Elektrizität zu verwandeln. Er ließ fest zusammengewickelte Spulen aus isoliertem Drahte, die durch biegsame Leitungsschnüre an empfindliche Multiplikatoren angeschlossen waren, unter der Einwirkung der Schwere aus großen Höhen herabfallen: es zeigte sich kein Strom. Nur wenn das Fallen in der Nähe von Magneten stattfand, erhielt er einen Ausschlag. Befestigen wir einen langen Magnetstab an seiner Indifferenzzone an einem hohen Stative in vertikaler Stellung, bringen eine ihn umschließende Drahtspule von unten her an diese Stelle und schließen den Draht an ein Galvanometer an, so erhalten wir einen Strom, wenn die Spule unter der Wirkung ihrer eigenen Schwere an dem Magnetstabe entlang herabgleitet. Die Fallbewegung allein reicht also noch nicht zur Strombildung aus, es müssen zu ihr, wie wir wissen, noch die Spannungszustände eines Magnetfeldes treten.

Man kann die hierbei in Betracht kommende Zahl von Kraftlinien, welche aus einer bestimmten Länge eines Stabmagneten insgesamt austritt, bestimmen, indem man eine eng anliegende Spule von verschiedenen Stellen des Magneten aus abzieht und so weit aus dem Felde desselben entfernt, daß die noch hindurchgehende Kraftlinienzahl N_0 praktisch gleich 0 wird. Geschieht dies rasch im Vergleiche zur Schwingungsdauer eines eingeschalteten ballistischen Galvanometers, so sind dessen Ausschläge nach der oben gegebenen Formel ein Maß der auf dem Wege durchschnittenen Kraftlinienzahl. Teilt man den Stab in gleiche Teile und bestimmt man in dieser Weise die den einzelnen Stabstücken entsprechenden Kraftlinienzahlen, so erhält man ein deutliches Bild von der Kraftlinienstreuung an den einzelnen Stellen. Sie ist in der Mitte am geringsten und wächst nach den Polen zu immer stärker und stärker. Stellt man sie durch eine Kurve dar, so erhält man eine Kettenlinie.

Von zahllosen anderen Anwendungen, welche diese Induktion in Spulen durch magnetische Kräfte zuläßt, seien nur wenige typische und zum Teil auch für das folgende wichtige herausgegriffen:

Dämpfung von Galvanometerschwingungen (nach ROWLAND). In den Galvanometerkreis wird eine kleine auf Holz gewundene Spule aus wenigen Windungen eines dicken Kupferdrahtes eingeschaltet; in dieselbe wird ein kleines Magnetstäbchen eingelegt. Man probiert aus, wie der Ausschlag gerichtet ist bei einer bestimmten Bewegung des Stäbchens. Hat nun das (ballistische) Galvanometer durch irgend eine Wirkung einen Ausschlag erhalten und will man es schnell wieder zur Ruhe bringen, so induziert man durch eine ruckweise Bewegung des Magnetstäbchens in dem Momente, in welchem das Magnetsystem des Galvanometers durch die Ruhelage geht, eine solche E.M.K., daß der eben angestrebte neue Ausschlag gebremst wird. Die Spule bleibt dauernd eingeschaltet, bei den Messungen selbst bleibt das Magnetstäbchen ruhig in ihr liegen.

Eichung eines ballistischen Galvanometers. Auf ein langes Glasrohr wird ein gut isolierter Kupferdraht in einer Lage eng aneinander liegender Windungen aufgewickelt (und das Ganze

noch zur besseren Isolierung mit Schellack überstrichen). Wird durch die so entstandene Spirale ein an einem gut geeichten, hinreichend empfindlichen Ampèremeter gemessener Strom von I Ampères geschickt, so ist nach § 128 S. 197 in ihrem Inneren die Feldstärke $\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10}$ AW./cm vorhanden. Beträgt der Querschnitt der umwundenen Fläche Q cm^2, so umfaßt diese Spirale an jeder Stelle ihres Inneren $Q \cdot \mathfrak{H} = N$ Kraftlinien.

Auf die Mitte dieser Spirale wickelt man (durch eine dünne Papierzwischenlage von der ersten Windungslage getrennt) eine, zwei usw. schließlich z-Windungen eines ebenfalls isolierten Drahtes, der unter Zwischenschaltung eines Unterbrechers und der soeben beschriebenen kleinen Dämpfungsspule an ein ballistisches Galvanometer angeschlossen wird.

Man beschickt die Spirale mit 1, 2, 3 usw. Ampères und bestimmt den ballistischen Ausschlag, wenn man diesen Strom plötzlich unterbricht: der Ausschlag verdoppelt, verdreifacht sich usw.

Man wählt den Spiralenstrom immer von gleicher Größe, legt aber um die Spirale 1, 2, 3 usw. schließlich z-Windungen. Der ballistische Ausschlag ist auch proportional mit z. Er ist proportional mit $z \cdot N$ wie es nach S. 275 der Fall sein muß. Ist R der als bekannt vorausgesetzte Ohm'sche Widerstand in E.M.E., vgl. S. 255, so ist die beim Öffnen des Spiralenstromes im ganzen in Bewegung gesetzte Elektrizitätsmenge $-\frac{z}{R} N$. Schlägt hierbei das Galvanometer um α Skalenteile aus, so kann diese Zahl α als Maß dieser Elektrizitätsmenge dienen.

Wir betonen nochmals, daß dieser Ausschlag proportional mit der umschlossenen Kraftlinienzahl N ist, also auch als Maß dieser dienen kann.

Induktionswirkungen durch das erdmagnetische Kraftfeld; W. Weber's Erdinduktor. Die Dichte der Kraftlinien des Erdfeldes ist eine sehr geringe im Vergleiche zu derjenigen, wie man sie in künstlichen Feldern sehr leicht erzeugen kann. Gleichwohl können auch diese Linien, wenn sie die Windungen von Spulen schneiden, merkliche Induktionsströme erzeugen. Diese haben für quantitative Bestimmungen, Festlegung und Kontrolle von Einheiten usw. namentlich deshalb eine besondere Bedeutung, weil das Erdfeld (wenn Störungen fern gehalten werden) innerhalb der Versuchsräume vollkommen homogen ist und durch absolute Methoden sehr genau ausgemessen werden kann, vgl. § 62 S. 75.

Die Induktion erfolgt in dem sog. Weber'schen Erdinduktor: Eine auf einen Holzrahmen gewickelte größere Drahtspule ist mit diametral gegenüberstehenden Zapfen in zwei Trägern so gelagert, daß sie leicht um 180° gedreht werden kann; durch Anschläge wird dafür gesorgt, daß die Drehung nicht größer oder kleiner ausfällt. Steht die Drehungsachse horizontal und die Spulenebene senkrecht

zu den erdmagnetischen Kraftlinien, und dreht man die Spule aus dieser Stellung rasch um 180^0 herum, so wird ein Induktionsstrom induziert, welcher dem Doppelten der Gesamtzahl der geschnittenen Kraftlinien entspricht.

Denn während der ersten Hälfte der Drehung gehen sämtliche von der Spule umfaßten Kraftlinien heraus: es wird (bei uns von oben gesehen) ein direkter Strom induziert: während der zweiten Hälfte gehen ebenso viele Linien wieder in das Spuleninnere hinein: es wird ein inverser Strom erzeugt. Da wir dann aber auf die andere Seite der Spule blicken, so geht dieser zweite Strom in der Spule in derselben Richtung wie der erste; beide unmittelbar aufeinander folgende Ströme werden an den Zapfen, mit denen die Drahtenden leitend verbunden sind, durch Schleiffedern abgenommen, oder werden durch biegsame Kupferfedern oder Leitungsschnüre direkt von den Spulenendigungen zum ballistischen Galvanometer hingeführt.

Erfolgt die Drehung bei vertikal gestellter Achse aus einer zum magnetischen Meridiane senkrechten Stellung der Spule, so wirkt nur die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus, bei Drehung aus der Horizontallage bei horizontaler Achsenstellung nur die Vertikalkomponente.

Kennt man eine der beiden Komponenten, etwa die Horizontalkomponente $\mathfrak{h}$ in absolutem Maße (vgl. § 62 S. 75), kennt man ferner die Windungszahl z und Windungsfläche f des Erdinduktors, so kann man ihn dazu benutzen, das ballistische Galvanometer zu eichen. Bei der genannten Drehung um die vertikal gestellte Achse ist die bewegte Elektrizitätsmenge nach S. 275:

$$-\frac{z}{R} 2\mathfrak{h} f$$

Auf dem angedeuteten Wege ist man bei den Ohmbestimmungen (vgl. S. 257) vorgegangen. Man hat mittels der Gauss'schen Methode $\mathfrak{h}$ möglichst genau bestimmt, dann eine induzierte Elektrizitätsmenge und schließlich R. Natürlich ist für solche diffizile und, wenn sie genau werden sollen, schwierige absolute Messungen das Vorhandensein eines völlig störungsfreien erdmagnetischen Vergleichsfeldes unerläßlich.

Ist das Galvanometer bereits — etwa auf die oben geschilderte Art — geeicht, so kann man hieraus $\mathfrak{h}$ berechnen (die Messung basiert dann auf den Angaben des verwendeten Ampèremeters und hat eine Genauigkeit, welche derjenigen der Angaben dieses Meßinstrumentes entspricht).

Die relative Messung der der Vertikal- und der Horizontalkomponente entsprechenden ballistischen Ausschläge genügt, um aus dem Verhältnis beider die Inklination i am Beobachtungsorte zu messen; denn es ist, wie leicht zu ersehen, $\operatorname{tg} i = \mathfrak{H}$ vert./ $\mathfrak{H}$ hor. .

Bei allen solchen ballistischen Messungen begnügt man sich nicht mit der Beobachtung eines einzigen Ausschlages, sondern wendet zur Erhöhung der Genauigkeit das von W. Weber eingeführte „Multiplikationsverfahren" an. Wenn nach dem ersten Ausschlage das Magnetsystem zur Ruhelage zurückkehrt, so wendet man das induzierende System oder den das induzierende Magnetfeld speisenden Strom gerade in dem Momente, in welchem die Ruhelage passiert wird. Dieser neue Impuls verstärkt den Ausschlag, den das abgelenkte System auch ohne Strom vermöge seiner Trägheit bei der geringen Dämpfung (vgl. S. 246) ausgeführt haben würde. Ebenso verfährt man, wenn das System zurückschwingt, und steigert so allmählich die zunächst geringen Ausschläge so lange, bis ein Maximum erreicht ist, welches nicht mehr überschritten wird. Dieses ist dann ein viel genaueres Maß der bei jedem Schneiden der Kraftlinien bewegten Elektrizitätsmenge als der erste Ausschlag.

164. Induktion in eisenerfüllten Spulen. — Nicht nur durch Vermehrung der induzierten Windungslagen läßt sich die Induktionswirkung erhöhen, sondern, da es auf die Vermehrung und Verminderung

der Kraftlinienzahl ankommt, auch dadurch, daß man die Spulen mit weichem Eisen erfüllt und dadurch mehr Kraftlinien in ihnen sammelt, vgl. S. 188.

Eine auf eine Papp- oder Glasröhre gewickelte einlagige Spirale (etwa die S. 277 o. benutzte) gibt, im Erdfelde gedreht, nur an einem sehr empfindlichen Galvanometer einen deutlichen Ausschlag. Füllt man aber das Innere der Röhre mit Eisenfeilspähnen an, welche man in derselben durch beiderseitiges Zukorken festhält, so wird der Ausschlag ein ganz erheblicher.

Alle die S. 272 und S. 275 beschriebenen Einzelfälle der Induktion lassen sich darum mit eisenerfüllten Spulen am deutlichsten zeigen. Nur ein typisches Beispiel soll hier aus der Fülle von Einzelmöglichkeiten herausgegriffen und näher beschrieben werden:

Sechs kleine Hufeisenmagnete werden zwischen zwei miteinander verbolzten Messingscheiben so befestigt, daß ihre nach außen gerichteten 12 Pole mit abwechselnden Polaritäten äquidistant im Kreise herum angeordnet sind. Dieser „Magnetkranz“ wird auf der Schwungmaschine befestigt. Um denselben wird ein weiterer Eisenring festgelegt, der 12 eiserne, nach innen vorspringende Zapfen von solcher Länge trägt, daß zwischen den vorderen Flächen derselben und den Magnetpolen nur ein geringer Luftzwischenraum übrig bleibt, die Magnete aber frei innerhalb des Eisenringes rotieren können. Auf die Zapfen sind 12 gleichsinnig auf Holzrollen aufgewickelte Spulen aufgeschoben, welche so miteinander verbunden sind, daß ein durch alle Spulen hintereinander laufender Strom aufeinander folgende Spulen immer abwechselnd im umgekehrten Sinne durchlaufen, den einen Zapfen also rechtsherum, den nächsten linksherum usw. umkreisen würde. Die Stromleitung dieses „Spulenkranzes“ wird an ein wenig empfindliches Elektrodynamometer, § 134 S. 208, angeschlossen. Dreht man den Magnetkranz innerhalb des festliegenden Spulenkranzes rasch herum, so erhält man einen kräftigen Wechselstrom. In dem Momente, in welchem die Magnetpole gerade vor den Spulenmitten vorbei gehen, kehrt sich die E.M.K. in allen Spulen nach S. 272 gleichzeitig um. Während sich ein *N*-Pol von einer Spule entfernt, nähert er sich der nächsten, in beiden wird Strom von entgegengesetzter Richtung induziert. Da aber beide Spulen entgegengesetzt miteinander verbunden sind, so addieren sich die in ihnen induzierten E.M.K. Die Wirkung des sich entfernenden *N*-Poles wird durch diejenige des herannahenden Südpoles unterstützt, die E.M.K. wächst an und erreicht ihr Maximum gerade in dem Momente, in welchem die Pole sich mitten zwischen den Induktorspulen befinden. Nachher nimmt die E.M.K. wieder ab, wechselt in allen Spulen in demselben Augenblicke das Vorzeichen und nimmt wieder an Intensität zu. Dadurch daß den von den Magnetpolen ausgehenden Kraftlinien ein durch die Spulen hindurchgehender geschlossener Eisenweg geboten wird, ist die im Maximum durch die Spulen gehende Kraftlinienzahl sehr groß, durch Anwendung großer Windungszahlen und durch das Hintereinanderschalten aller Spulen erhält man eine erhebliche E.M.K..

Wir haben hier ein Modell der mächtigsten (Wechselstrom-)Generatoren der Starkstromtechnik vor uns. Bei diesen verwendet man statt der Dauermagnete Elektromagnete, welche in großer Anzahl auf dem Umfange eines großen zugleich als Schwungrad dienenden Eisenrades aufsitzen; der Strom wird ihnen von einer kleinen Gleichstrommaschine aus durch Schleifringe, die auf die Achse isoliert aufgekeilt sind, zugeführt. Führt man die Maschine in großen Dimensionen aus, so erhält man auch leicht große Peripheriegeschwindigkeiten, so daß man durch Hintereinanderschalten der an Zahl den Elektromagneten gleichen Einzelspulen viele Tausend Volt Klemmenspannung an den Polen der Maschine selbst direkt erzeugen und auf die Fernleitung wirken lassen kann.

Um den schädlichen Einfluß der Wirbelströme möglichst herabzusetzen, sind die Eisenmassen sowohl der Elektromagnet- wie der Induktorspulenkerne dabei in Wirklichkeit aufgeteilt, vgl. § 148 S. 244.

An dem kleinen Modelle wird man auch schon die auffallend starke physiologische Wirkung, welche den rasch pulsierenden Wechselströmen eigentümlich ist, nachweisen können, wenn man diese durch metallene Handhaben den angefeuchteten Händen zuführt.

165. Elektrische Induktion durch Variation der magnetischen Induktion. — Wenn sich im Inneren eines stark paramagnetischen Mediums magnetische Molekülketten (vgl. S. 15) ausbilden oder solche zerfallen, wenn also die „magnetische Induktion“ (§ 52 S. 60) variiert, so wird in einem umgebenden Leiter ein elektrischer Strom induziert.

Der Gleichklang der Bezeichnungen für die beiden so wesentlich verschiedenen Begriffe der magnetischen Induktion im Sinne des § 52 und der Induktion eines elektrischen Stromes ist sehr störend an der eingebürgerten Nomenklatur; durch das hier zu besprechende Phänomen wird zwischen beiden wenigstens insofern ein Zusammenhang hergestellt, als zeitliche Änderungen der magnetischen Induktion eine elektrische Induktion zur Folge haben.

Wir wollen diesen Einfluß einer Variation des Induktionsflusses (§ 69 S. 86) an einer einfachen Anordnung erläutern, welche Faraday zuerst kräftige Induktionswirkungen lieferte.

Um ein zylindrisches, an den Enden abgeflachtes Stück weichen Eisens, das als Anker vor einem kräftigen Hufeisenmagnetmagazine liegend die Magnetschenkel vollkommen überbrückt, werden einige Windungen eines überspounenen dicken Kupferdrahtes gewunden, dessen Enden an das (weit entfernt aufgestellte) Galvanometer angeschlossen werden. Wird das Eisenstück an den Magneten gelegt, oder von ihm abgerissen, so erfolgt in der Leitung jedesmal ein kräftiger Stromstoß.

In § 18 S. 13 wurde gezeigt, daß beim „Ankerschluß“ fast alle Kraftlinien ihren Weg durch das vorgelegte Eisenstück nehmen; die Gesamtzahl der innerhalb der Drahtspirale vorhandenen Kraftlinien wird erheblich vermehrt. Dadurch wird ein inverser Strom induziert. Beim „Zerreißen des Kraftlinienstranges“, d. h. beim Entfernen des Eisens und dem Dazwischentreten von Luftstrecken in den Kraftlinienkreis wird umgekehrt ein direkter Induktionsstrom erzeugt.

Als Faraday diesen Versuch an einem sehr starken Magneten wiederholte, konnte er sogar elektrische Funken aus der Leitung ziehen. Damit war zum ersten Male die Identität der aus einem Magnetkraftfelde stammenden elektrischen Spannungen mit den reibungselektrischen, sowie die Wesensgleichheit der auf so verschiedene Weise getrennten und dadurch „frei“ gewordenen Elektrizitäten nachgewiesen.

Auch die magnetische Induktion im Erdfelde (S. 277) genügt bereits, um elektrische Induktion wachzurufen:

Eine lange auf ein dickwandiges Glasrohr gewickelte einlagige Spirale wird mit ihrer Achse in der Richtung der Inklinationsnadel und damit der erdmagnetischen Kraftlinien befestigt; die Spiralenenden sind an das Galvanometer angeschlossen. Das Modell Fig. 36 S. 75 wird zum Vergleich herangezogen. Wird in dem Inneren der Glasröhre ein Stab weichen Eisens rasch hinein- oder herausgeschoben, so erfolgt ein deutlicher Induktionsstoß. Die durch das Eisen verdichteten Kraftlinien, die nach dem Stabende zu stark konvergieren, schneiden beim Einschieben oder Herausziehen die einzelnen Spiralenwindungen.

Wird dagegen die Röhre senkrecht zur Inklinationsnadel gestellt, so findet bei derselben Manipulation kein Ausschlag statt. (Das Galvanometer muß weit entfernt sein, damit eine Bewegung des Eisenstabes außerhalb der Spirale keinen Einfluß auf dasselbe ausübt.) Die Kraftlinien gehen (bei uns) von oben her in den Eisenstab hinein und treten an seiner unteren Hälfte wieder aus; wird der Stab gegen die Spiralenwindungen bewegt, so werden jetzt in den beiden entgegengesetzten Hälften jeder Windung gleich starke, aber entgegengesetzt gerichtete E.M.K. induziert.

Hierbei kommt augenscheinlich der durch die magnetische Permeabilität μ und die Feldkraft $\mathfrak{H}$ bedingte gesamte Induktionsfluß (§ 69 S. 86) $F = Q\,\mu\,\mathfrak{H} = Q\,\mathfrak{B}$ in Betracht.

Statt eine Anzahl von Windungen um das von Kraftlinien durchströmte Eisenstück zu legen, kann man auch nur eine einzige Leiterschleife anwenden, nur ist dann die Wirkung entsprechend geringer, aber mit einem einigermaßen empfindlichen Galvanometer noch immer deutlich nachweisbar. Ändert sich die Gesamtzahl F der umschlossenen Induktionslinien, also die magnetische Polarisation (§ 38 S. 41) durch irgend einen Umstand, so wird in der Schleife längs eines jeden Elementes eine E.M.K. geweckt. Nennen wir die Summe aller dieser einzelnen Kräfte längs der ganzen Leiterschleife wiederum E, so ist diese E.M.K. nach § 162 S. 273 gleich der negativ genommenen Änderung der gesamten Kraftlinienzahl F in der Zeiteinheit, d. h. der Änderungsgeschwindigkeit der magnetischen Induktion oder Polarisation. Diese Änderungsgeschwindigkeit nennt man auch den „magnetischen Strom". Umfaßt die unmittelbar am Eisen anliegende Schleife die Fläche Q, und ist $\mathfrak{B} = \mu\,\mathfrak{H}$ die magnetische Induktion, d. h. die Gesamtzahl aller Kraftlinien pro Flächeneinheit zu einer Zeit t, so ist bei gleicher Verteilung derselben über die Fläche Q die Zahl $F = Q\,\mathfrak{B} = Q\,\mu\,\mathfrak{H}$ und die momentan induzierte E.M.K.

$$E = -\frac{dF}{dt} = -\frac{d(Q\,\mathfrak{B})}{dt} = -\frac{d(Q\,\mu\,\mathfrak{H})}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad (45)$$

In der Tat war nach S. 86 $\dim F = \mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$; dies durch eine Zeit dividiert gibt eine Größe von der Dimension $\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-2}$, wie diejenige einer E.M.K. Man nennt die Größe F das (magnetische) „Moment" der Strombahn oder des betrachteten Teiles derselben (z. B. einer Leiterschleife).

Die wichtige Formel (45) faßt alle Erfahrungen über das Zustandekommen magnetelektrischer Ströme zusammen. Sie sagt aus, daß E.M.K. und damit (bei geschlossener Leitung) Ströme induziert werden: a) wenn die Flächengröße Q einer Leiterschleife in einem Magnetfelde sich ändert, so daß Kraftlinien ein- oder austreten (§ 160 S. 270); b) wenn die Permeabilität μ des Mediums wechselt; c) wenn die Feldstärke $\mathfrak{H}$ sich irgendwie ändert, und endlich wenn irgend zwei

oder alle drei Faktoren in solcher Weise zeitliche Änderungen erfahren, daß der Wert des Produktes variiert.

Ändert sich bei dem Aus- und Einströmen der Kraftlinien die Flächengröße Q und die Permeabilität μ nicht, sind beide also von der Zeit t unabhängig, so ist der magnetische Strom gleich $Q\mu d\mathfrak{H}/dt$ und

$$E = -Q\mu\frac{d\mathfrak{H}}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (45\,a)$$

Hierbei ist E die Summe aller E.M.K., welche in den einzelnen Längenelementen der umschließenden Strombahn induziert werden.

166. Beziehung der Stärke des magnetischen Stromes zu dem Linienintegrale der elektrischen Kraft: die Hauptgleichung der Induktionswirkungen. — Das wichtige Resultat des vorigen Paragraphen soll noch einmal in etwas anderer Form zum Ausdruck gebracht werden: Bereits oben im vorigen Paragraphen wurde gelegentlich bemerkt, daß man die zeitliche Änderungsgeschwindigkeit der in einem durch eine geschlossene Kurve begrenzten Flächengebiete Q enthaltenen Kraftlinienzahl, also die Größe $d(Q\mathfrak{B})/dt$ als „magnetischen Strom" bezeichne.

Wie der elektrische Strom durch das Verhältnis der Elektrizitätsmenge, welche in der kurzen Zeit dt durch den Leiterquerschnitt hindurchtritt, zu dieser Zeit dt gemessen ist, so hier der magnetische Strom durch die Zahl der Kraftlinien, um welche sich der ins Auge gefaßte Kraftlinienstrang in der Zeit dt vermehrt oder vermindert, zu dieser Zeit dt. Man spricht nicht unzweckmäßig auch von einer „Schwellung" des Induktionsvektors $\mathfrak{B}$ in dem betrachteten Gebiete (Wiechert).

Durch die Änderung des magnetischen Polarisationszustandes ist nun, wie wir sahen, das Auftreten elektromotorischer Kräfte oder kurz elektrischer Kräfte, die wir uns auf die Einheit der Elektrizitätsmenge wirkend denken können, vgl. den vorhergehenden Paragraphen, in der ganzen Umgebung bedingt. Wir hatten schon in § 152 S. 253 solche elektrische Kräfte ins Auge gefaßt und sie mit $\mathfrak{E}$ bezeichnet, falls sie auf die Längeneinheit bezogen gedacht werden. Die Größen $\mathfrak{E}$ sind wie die früher betrachteten Größen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$ Vektoren und zwar Feldvektoren insofern, als wir für jeden Punkt eines Raumes, in dem sich Induktionswirkungen geltend machen, eine solche Größe $\mathfrak{E}$ nach Richtung, Richtungssinn und Zahlenwert angeben können. Bilden wir nun für irgend eine beliebige Kurve l vgl. auch Fig. 70 S. 137 der Reihe nach für alle einzelnen Linienelemente dl derselben die Produkte $\mathfrak{E}\cdot\cos(\mathfrak{E}, dl)\cdot dl$, so stellen diese Produkte analog wie die ganz entsprechend S. 137 für den Vektor $\mathfrak{H}$ gebildeten die Arbeit dar, welche die elektrische Kraft leisten würde, wenn sie die Einheit der Elektrizitätsmenge auf dem vorgeschriebenen Wege l längs der einzelnen Kurvenelemente vorwärts schieben würde. Setzen wir alle diese einzelnen Arbeitsbeträge zusammen, bilden wir also die Summe der genannten Beträge einmal ganz rings um das Gebiet Q herum, so erhalten wir das, was wir die gesamte E.M.K. genannt und mit E bezeichnet haben. Es ist also

$$\frac{d(Q\,\mathfrak{B})}{d\,t} = -\int_l \mathfrak{E}\cdot\cos(\mathfrak{E},\, d\,l)\cdot d\,l = -\,E \quad . \quad . \quad . \quad (46)$$

oder falls Q und μ als konstant angesehen werden können:

$$Q\,\mu\,\frac{d\,\mathfrak{H}}{d\,t} = -\int_l \mathfrak{E}\cdot\cos(\mathfrak{E},\, d\,l)\cdot d\,l = -\,E \quad . \quad . \quad . \quad (46\,a)$$

Dies ist eine Gleichung, welche der Gleichung (30) S. 137 vollkommen parallel steht; es ist die sog. „Hauptgleichung der Induktionswirkungen".

Diese Gleichung bildet den zweiten Eckpfeiler der Maxwell'schen Theorie in dem im § 98 S. 138 angegebenen Sinne. Aus den beiden Gleichungen (30) S. 137 und (46a) ergeben sich in der Tat die wichtigsten Gleichungen des sog. Maxwell-Hertz-Lorentz'schen Gleichungssystems. Weiteres darüber vergl. in dem bereits oben S. 138 genannten Aufsatze in dem Handbuche der Elektrotechnik S. 23 flg.

Führen wir die Elektrizitätsmenge 1 in der Bahn l einmal ganz um das Gebiet Q herum, so müssen wir die Arbeit E leisten. Die Größe E ist ja in der Tat, wie schon S. 251 hervorgehoben wurde, eine Arbeitsgröße dividiert durch eine Elektrizitätsmenge. Nach dem Satze von der Erhaltung der Energie (vgl. S. 242) ist diese Arbeit E nicht verloren, sondern hat zur Steigerung der Energie des Systems, eben um diesen Betrag E, beigetragen. E ist daher auch die Erhöhung des (elektrischen) „Potentiales", welche einer einmaligen Durchmessung der ganzen geschlossenen Bahn l entspricht, vgl. das in § 97 S. 135 für das (elektromagnetische) Potential Gesagte, was hier unmittelbar Anwendung finden kann. Jenes Linienintegral ist also auch gleich der Differenz des elektrischen Potentiales längs eines Weges, der einmal ganz um das Strömungsgebiet herum führt, vgl. § 98 S. 137.

Ist die Bahn l leitend, so wird diese Potentialdifferenz sich in Form eines elektrischen Stromes ausgleichen. Das Ohm'sche Gesetz § 154 sagt also in bezug hierauf mit Rücksicht auf das soeben für die E.M.K. abgeleitete Linienintegral aus: „Die gesamte elektrische Strömung, welche den Querschnitt des Stromkreises erfüllt und die in allen Querschnitten den gleichen Wert hat, ist gleich dem Linienintegrale der elektrischen Kraft dividiert durch den elektrischen Widerstand, oder falls die Bahn aus mehreren Stücken von verschiedener Leitfähigkeit zusammengesetzt ist, dividiert durch die Summe aller elektrischen Widerstände.

Wir werden in der Lehre vom magnetischen Kreise eine ganz analoge Aussage bezüglich des Linienintegrales der magnetischen Kraft kennen lernen.

167. Energieinhalt in einer stromdurchflossenen Leiterbahn. — Wenn in einer zunächst stromlosen Leiterbahn von beliebiger Gestalt ein Strom zu fließen beginnt, so entstehen im Inneren derselben Kraftlinien. Das Auftreten und die Vermehrung derselben bedingt jederzeit eine E.M.K.. Schon dadurch also, daß irgendwo

ein Strom zu zirkulieren beginnt, wird in der Bahn desselben selbst eine E.M.K. induziert, welche dem Lenz'schen Gesetze zufolge der erzeugenden Ursache, das ist in diesem Falle dem Strome, entgegenwirkt. Dies ist der später noch besonders zu behandelnde Fall der sog. „Selbstinduktion". Hat der Strom zu irgend einer Zeit die Stärke i, ist während der Zeit dt der Wert der induzierten E.M.K. gleich $-E$, wobei durch das $-$ Zeichen angedeutet werden soll, daß diese E.M.K. dem Strome i entgegenwirkt, so ist während des Zeitelementes dt nach Formel (38b) S. 250 die Arbeit $da = -E \cdot i \cdot dt$ aufzuwenden. In dieser Zeit dt möge die umschlossene Kraftlinienzahl sich um den Betrag dF ändern, dann ist nach Formel (45) S. 281 $E = -dF/dt$ und folglich

$$da = \frac{dF}{dt} \cdot i \cdot dt = i \cdot dF.$$

Dieser Energiebetrag kann nicht spurlos verloren gehen. Das Äquivalent ist darin zu suchen, daß jetzt die Leitungsbahn Trägerin eines Kraftfeldes geworden ist. In diesem ist dieser Betrag in Form elektromagnetischer Energie gewissermaßen aufgehäuft. Diese zur Ausbildung des Feldes aufzuwendende Arbeit muß von der Stromquelle mit gedeckt werden. Ist bei der Stromstärke i das Feld schließlich so angewachsen, daß im ganzen F Kraftlinien umfaßt werden, so ist der gesamte im Feldmedium lokalisierte Energiebetrag auf

$$A = F \cdot i \text{ Erg} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (46\,b)$$

zu bewerten.

Der in einem Stromfelde in elektromagnetischer Form angesammelte Energiebetrag ist gleich dem Produkte von Stromstärke und gesamter umfaßter Kraftlinienzahl (gesamtem Induktionsflusse).

In der Tat ist ja die hier benutzte Größe F identisch mit der in § 69 S. 86 eingeführten $F = \mathfrak{B} \cdot Q = \mu\, \mathfrak{H} \cdot Q$ von der Dimension $\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$. Dies mit i (dim $\mathrm{cm}^{1/2}\,\mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{sek}^{-1}$) multipliziert, gibt eine Energiegröße (dim $\mathrm{cm}^2\,\mathrm{gr}\,\mathrm{sek}^{-2}$). Bezüglich der Erggröße vergl. § 151 S. 247. Der Energieinhalt einer stromdurchflossenen Schleife ist also durch das Produkt von magnetischem Momente derselben vergl. S. 281 und der Stromstärke, die in ihr zirkuliert, bestimmt.

168. Telephon und Mikrophon. — Auf der Veränderung des durch ein Stück weichen Eisens gehenden Kraftlinienzahl beruht auch das Telephon.

Es ist bemerkenswert, daß die Erzeugung der stärksten Ströme, mit denen die Technik arbeitet, ebenso wie die der schwächsten Wechselströme, welche im Telephon zur Verwendung kommen, auf fast dem gleichen physikalischen Grundprinzipe beruhen.

Um den Vorgang möglichst zu veranschaulichen gehen wir von dem folgenden einfachen Modelle aus: Eine Drahtspule wird in ihrem Inneren mit einem Kerne aus weichem Eisen versehen; gegen dieses wird das eine Ende eines Magnetstabes gelegt. Dadurch geht dauernd eine bestimmte Anzahl von Kraftlinien durch den Eisenkern und damit durch die Spule hindurch. Wird ein Galvanometer an-

geschaltet, so zeigt sich kein Ausschlag, weil die von den Drahtwindungen umfaßte Kraftlinienzahl weder eine Vermehrung noch eine Verminderung erfährt. Wird jetzt aber eine Eisenplatte genähert, so sammelt diese die durch den Eisenkern hindurchtretenden Kraftlinien, ihre von der Spule umfaßte Zahl nimmt zu, das Galvanometer schlägt aus; beim Entfernen der Eisenplatte vermindert sich diese Zahl wieder, das Galvanometer schlägt nach der anderen Seite hin aus. Bei dem Hin- und Herbewegen der Platte pulsiert in der Leitung ein Wechselstrom von gleichem Rhythmus wie derjenige der erzeugenden Bewegung ist.

Wir haben hier bereits die wesentlichsten Bestandteile derjenigen Anordnung vor uns, welche Alexander Graham Bell 1877 erfand, der damit das praktische Fernsprechwesen begründete, nachdem schon Philipp Reis 1861 das Problem der Fernübertragung des Schalles mit Hilfe des elektrischen Stromes auf einem anderen Wege gelöst hatte, vgl. weiter unten.

Bei dem Bell'schen Telephon liegt vor dem einen Pole eines Stabmagneten ein (zerteilter) Eisenkern, welcher die Spule trägt. Vor dem Kerne vibriert eine dünne Eisenplatte in dem Rhythmus der Schallschwingungen der Luft, welche von der Stimme erregt werden. Dadurch werden Induktionsströme erzeugt, welche in die Spule eines analogen Apparates auf der anderen Station eintretend, die hier permanent durch den Kern hindurchgehende Kraftlinienzahl vermehren oder vermindern und dadurch die vor diesem stehende Eisenplatte in gleichem Rhythmus vibrieren lassen und die Luft erregen; so wird dem Ohre ein Laut, ja sogar die Klangfarbe (also auch Oberschwingungen) vermittelt.

Statt eines Stabes mit einer Spule (einpoliges Telephon) kann man auch einen kleinen Hufeisenmagneten verwenden, dessen beide Pole vorn mit Eisenkernen und darauf sitzenden Spulen versehen sind, welch' letztere in Serie so geschaltet sind, daß derselbe durch beide hintereinander gehende Strom den Kraftfluß beider Pole verstärkt oder schwächt. (Zweipoliges Telephon). Je nachdem wie der Hufeisenmagnet gestaltet und in bezug auf die Eisenmembran angeordnet ist, unterscheidet man dann weiter Löffeltelephone und Dosentelephone, welch' letztere sich namentlich durch ihre kompendiöse Form auszeichnen.

Die Schallübertragung in der angedeuteten Weise mittels zweier Bell'schen Telephone würde, wenn auch auf kleinere Entfernungen möglich, doch bei längeren Fernleitungen gänzlich versagen. Jede Telephonanlage enthält daher neben den Telephonen, welche nur als Hörapparate funktionieren, noch einen besonderen Geber- oder Senderapparat, welcher die zur Erregung der Telephoneisenmembranen nötigen Stromschwankungen erzeugt: das von Robert Lüdtge, kurze Zeit darauf von Hughes 1878 erfundene Mikrophon; gegen dieses und nicht gegen eine Telephonplatte wird tatsächlich gesprochen. Es beruht auf dem Prinzipe sog. Lockerkontakte. Wird durch zwei Kohlestückchen, von denen das eine an einer die Schallschwingungen aufnehmenden und unter

ihrer Wirkung mitschwingenden, „resonierenden", elastischen Platte, etwa einem dünnen Tannenholzbrettchen, befestigt ist, das andere locker dagegen liegt, der Strom einiger galvanischer Elemente geleitet, so wird der Widerstand der Leitung an den Kohlestückchen jedesmal erheblich vermehrt, die Stromstärke also herabgesetzt, eventuell bis zum Nullwerte, wenn beim Vibrieren der Platte das lose anliegende Stück fortgeschleudert wird; legt es sich dann aber beim Zurückschwingen wieder fester an, so geht der Widerstand herunter, die Stromstärke in die Höhe. Es werden daher beim Sprechen Stromschwankungen von erheblicher Amplitude erzeugt, und diese sind es, welche einem Telephone zugeleitet, dessen Eisenplatte in entsprechende Vibrationen versetzen. Diese Lockerkontaktanordnung ist äußerst empfindlich; sie bildet den wesentlichen Teil des Mikrophons.

Ein einzelner Kontakt läßt sich selten in gleichmäßig gutem Zustande erhalten. Man ist daher darauf bedacht gewesen, gleichzeitig mehrere solche Kohlekontakte in die Leitung einzuschalten. Befestigt man z. B. auf dem erwähnten Schallbrettchen zwei mit der Leitung verbundene Leisten aus Retortenkohle, welche an den Innenseiten mit Ausbohrungen versehen sind, in welche die Zapfen kleiner Kohlewalzen locker eingelegt sind, so erhält man eine sehr viel zuverlässigere Stromschwächung und Verstärkung: Walzenmikrophon. Oder man erhöht die Zahl der Kontakte noch mehr, indem man ein Beutelchen mit Kohlegries füllt und es zwischen zwei Zuleitungen, von denen die eine eine die Schallschwingungen aufnehmende Metallmembran ist, einschaltet: Beutelmikrophon. Beim Körnermikrophon (von Mix und Genest) wird eine leicht auswechselbare Sprechkapsel hinter den Schalltrichter eingesetzt, bei der hinter einer dünnen Kohlemembran feines Kohlepulver in einem Stoffbeutelchen enthalten ist, welches die Stromleitung von der Platte aus nach einer gerieften Kohlescheibe, die als Abschluß dient, vermittelt; ein kleiner Wollpinsel dient zur Dämpfung der Schwingungen der Schallplatte, wodurch die störenden Klirrgeräusche hintangehalten werden.

Selbst diese sehr vervollkommneten Vorrichtungen würden den telephonischen Fernverkehr räumlich sehr beschränken, wenn man den durch das Mikrophon variierten Batteriestrom direkt in die Fernleitung eintreten lassen wollte. Zwischen den telephonisch miteinander verbundenen Stationen ist daher je ein Drahtspulenpaar eingeschaltet, welches als „Transformator" wirkt. Wiewohl wir auf das durch die Induktion ermöglichte Transformationsprinzip erst weiter unten in § 175 S. 297 zu sprechen kommen werden, sei doch schon hier bemerkt, daß der Batteriemikrophonstrom eine mit Eisendrähten erfüllte Spule aus verhältnismäßig wenig Windungen eines dicken Drahtes passiert (also auch von geringem Widerstande, sodaß die Widerstandsänderungen in den Mikrophonkontakten relativ stark ins Gewicht fallen, und durch sie sehr starke Stromschwankungen erzeugt werden, was ja beabsichtigt ist). Über diese Spule ist nun eine Spule mit sehr vielen Windungen eines dünnen Drahtes geschoben. In ihr werden Induktionsströme von gleichem Rhythmus wie in der ersten, aber von viel höherer Spannung erzeugt. Wenn nun auch ihr Widerstand erheblich größer ist, so vermag doch der auf hohe Spannung gebrachte Wechselstrom den Widerstand der hier erst angeschlossenen Fernleitung viel leichter zu überwinden; an der anderen Station geht dann trotz des nicht unerheblichen Spannungsverlustes in der Leitung noch ein genügend starker Strom durch das Empfangstelephon.

Auf die mit jeder Telephonanlage ferner noch in Verbindung stehenden Anruf- und Schaltapparate einzugehen, würde hier zu weit führen. Es sei in dieser Hinsicht auf die ausgezeichnete, knappe Darstellung von Ludwig Kellstab „Das Fernsprechwesen" (Sammlung Göschen 1902) oder die erschöpfende Be-

handlung im XII. Bande des mehrerwähnten großen Handbuches der Elektrotechnik (S. Hirzel, Leipzig 1901) hingewiesen.

Erwähnt sei noch, daß die ursprüngliche Anordnung von Ph. Reis bereits eine Kombination von Mikrophon und Telephon war, insofern auch er durch einen auf einer Membran aufruhenden Lockerkontakt einen Batteriestrom rhythmisch schwächte und verstärkte und diesen dann einer die Stromschwankungen wieder in Schallwellen umsetzenden Vorrichtung zusandte. Dieselbe wich stark von der heute benutzten Bell'schen Anordnung ab. Er benutzte die in § 130 S. 199 erwähnten elastischen Deformationen, welche mit dem Magnetisieren und Entmagnetisieren Hand in Hand gehen. Ein Stahlstab war an den Enden oder in der Mitte auf einem hölzernen Resonanzkasten befestigt und von einer Magnetisierungsspirale umgeben. Sendet man durch diese Wechselstrom, so wird der Stab abwechselnd in dem einen und dem anderen Sinne magnetisiert; dadurch wird er abwechselnd gestreckt, abwechselnd federt er vermöge seiner Eigenelastizität wieder zurück, er führt longitudinale Schwingungen aus, die durch den Resonanzkasten auf die umgebende Luft übertragen werden.

In neuester Zeit hat ein ganz anders gearteter Übertrager großes Aufsehen gemacht. Lagert man die geeignet transformierten Wechselströme, welche von einer Mikrophonstation herkommen, dem eine Bogenlampe speisenden Gleichstrome über, so sind die kleinen Stromschwankungen imstande das Brennen des Voltabogens rhythmisch derartig zu beeinflussen, daß die heißen Flammengase die dem Mikrophon entsprechenden Schwingungen mit genügender Deutlichkeit auf die umgebende Luft übertragen; hierauf beruht die von H. Th. Simon entdeckte „sprechende Bogenlampe". Läßt man das Licht der in dieser Weise erregten Bogenlampe auf eine Selenzelle fallen, so ändert diese ihren Widerstand in dem gleichen Rhythmus; ein mit einer Batterie zusammen in ihren Kreis eingeschaltetes Telephon reagiert also auf das Mikrophon der anderen Station, ohne daß beide Stationen durch einen Draht miteinander in Verbindung zu stehen brauchen: Lichttelephonie und Telephonie ohne Draht.

169. Induktion bei dem eisengeschlossenen Toroide. — In § 135 S. 210 war ein vollkommen geschlossener Eisenring Fig. 116, der gleichmäßig mit Draht bewickelt war, ein sog. Toroid betrachtet worden; schickt man durch den Draht einen Strom, so erhält man einen Kraftlinienstrom, der innerhalb des Toroides vollkommen in sich zurückläuft und nach außen hin gar nicht wirkt (sofern die Bewickelung eine vollkommene ist). Legt man um ein solches geschlossenes Toroid einige Windungen eines Drahtes, der mit dem ballistischen Galvanometer verbunden ist, so erhält man bei jeder Verstärkung und ebenso bei jeder Schwächung des Stromes einen Ausschlag entsprechend der dadurch in dem Toroide herbeigeführten Vermehrung bzw. Verminderung der Kraftlinienzahl. Es ist diese Zahl ja dieselbe, welche auch von unserer induzierten Drahtspule umschlossen wird.

Ist Q der Querschnitt des Toroides, so ist die bei einer Stromstärke von I Ampère in ihm ausgebildete Gesamtzahl von Kraftlinien nach S. 209

$$F = Q\,\mathfrak{B} = Q\,\mu\,\mathfrak{H} = \frac{4\,\pi}{10}\,\mu\,QAW./\text{cm}.$$

Dieses ist zugleich die Zahl der Kraftlinien, welche durch die Induktionsspule hindurch geht. Hat diese z einzelne Windungen und antwortet das ballistische Galvanometer bei der Stromschließung mit einem Ausschlage A, so entspricht die Zahl F nach S. 277 einem Ausschlage von $\alpha = \frac{A}{z}$ Skalenteilen. Ist das Galvanometer in der S. 277 angegebenen Weise geeicht, so kann man

aus α die Kraftlinienzahl F und damit die magnetische Induktion $\mathfrak{B}$ in dem magnetisierten Eisenringe bei der aus der Stromstärke I nach Formel 36 S. 197 zu ermittelnden magnetisierenden Feldstärke $\mathfrak{H}$ berechnen.

Die hier geschilderte Anordnung hat eine große Bedeutung für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der verschiedenen Eisensorten wie im folgenden Kapitel näher angegeben werden wird. Dieselbe ist aber auch in theoretischer Hinsicht von besonderer Wichtigkeit: Ist das Toroid gut bewickelt, so treten gar keine Kraftlinien aus ihm heraus; das Vermehren und Vermindern der Kraftlinienzahl bei Verstärken und Schwächen des magnetisierenden Stromes spielt sich also ganz in seinem Inneren ab. Von einem Schneiden der in einem beliebigen Abstande geführten Windungen der kettengliedförmig mit dem Toroide verschlungenen Induktionsspule von seiten der Kraftlinien kann also keine Rede sein. Und doch sehen wir, daß ein Induktionsstrom in dieser zustande kommt; dies zeigt, daß die Vermehrung und Verminderung der umschlossenen Kraftlinien allein schon zur Induktion genügt.

Schon Maxwell hob (in der bereits mehrfach erwähnten Abhandlung: „Ueber physikalische Kraftlinien" Ostwald's Klassiker Nr. 102 S. 38) das Wunderbare dieser Tatsache hervor: „Dieses Experiment zeigt, daß es nicht notwendig ist, daß sich ein leitender Draht selbst in dem magnetischen Kraftfelde befindet, oder daß die magnetischen Kraftlinien durch die Substanz desselben hindurch oder in nächster Nähe davon vorübergehen, damit bei Änderung des Feldes im Drahte eine E.M.K. durch Induktion entstehe. Es ist bloß erforderlich, daß die Kraftlinien durch die vom Stromleiter umschlossene Fläche hindurchgehen und während des Versuchs sich in ihrer Stärke verändern." Bei der Erforschung des Mechanismus der Induktionserscheinungen ist dies wohl im Auge zu behalten. Wir werden später die Vorstellung kennen lernen, welche sich Maxwell auf Grund seiner Theorie der elektrischen Friktionsteilchen § 139 S 220 von dem Induktionsphänomene gebildet hat.

Wenn wir am Eingange dieses Kapitels das (Maxwell'sche) Prinzip der Induktionswirkung bei Vermehrung und Verminderung der Kraftlinienzahl aus dem Schneiden der Kraftlinien herleiteten, so geschah dies nur um den Zusammenhang zwischen den beiden Kapiteln, in die hier die Induktionserscheinungen eingeordnet worden sind, herzustellen. Ebenso wie Induktion bewirkt wird lediglich durch Schneiden der Kraftlinien eines Feldes, ohne Änderung der von der Leiterbahn umfaßten Kraftlinienzahl (wie es bei der S. 259 erwähnten in einem homogenen Felde sich drehenden Scheibe, wie sie etwa beim Fischer'schen Kraftlinienzähler verwendet wird, der Fall ist), so kann auch umgekehrt nur durch Vermehrung und Verminderung der Kraftlinien in einer Leiterbahn, aber ohne Schneiden derselben Strom erzeugt werden. Es erscheint daher notwendig die Grunderscheinungen der Induktion in zwei gesonderten Kapiteln zu behandeln.

170. Magnetoinduktion und Elektroinduktion. — Wir haben seither Ströme induziert, indem wir Teile eines geschlossenen Leiterkreises mit den Kraftlinien von Dauer- und Elektromagneten schnitten. Da aber die temporären Kraftlinien von galvanischen Strömen, Stromspulen, -Solenoiden und Stromspiralen mit den permanenten der erstgenannten Feldträger wesensgleich sind, so muß auch der Schnitt mit Stromkraftlinien an sich schon in einem zunächst stromlosen Leiterstücke Induktionsströme erzeugen. Dadurch ergibt sich naturgemäß eine neue Gruppe von Erscheinungen, die man vielfach als

die der „Elektroinduktion“ derjenigen der sog. „Magnetoinduktion“ gegenüberstellt. Dieser Gegensatz tritt bei den neueren Anschauungen mehr zurück, bei denen das Hauptgewicht auf die Kraftfelder selbst gelegt wird; jedenfalls besteht hier kein prinzipieller Unterschied. Es ist ohne weiteres klar, daß man alle Versuche der §§ 161 und 163 in gleicher Weise statt mit einem Stabmagneten mit einer Stromspirale ausführen kann; da man aber durch Verstärken und Schwächen des Stromes selbst diese Kraftfelder beliebig verändern kann, ohne den Träger zu bewegen, so bietet die Elektroinduktion doch nach gewissen Seiten hin wieder Neues dar.

Zu den entsprechenden Versuchen verwendet man am besten eine glatte, von einem starken Fuße getragene horizontale Holzrinne, auf der sich vier Schlitten in einer Schwalbenschwanzführung leicht bewegen lassen. Auf diesen Schlitten ist befestigt:

1. ein einfacher, vertikal stehender Drahtring, dessen Zuleitungsdrähte dicht nebeneinander horizontal umgebogen sind;

2. ein Magnetstab, der so auf seinem Schlitten befestigt ist, daß seine Achse horizontal und in der Höhe der Ringmitte der Schiene parallel verläuft; seine Pole sind durch Farbenanstrich bezeichnet;

3. eine Spule I aus dickem Drahte;

4. eine Spule II aus vielen Windungen eines dünnen Drahtes.

Zu dem Apparate gehören ferner noch ein Eisen- und ein Messingkern mit Griff, welche in das Innere der Spulen geschoben werden können, sowie ein Blätterkern, welcher aus aufeinander geschichteten Eisenblechen mit Papierzwischenlagen besteht, die durch umgewickeltes Isolierband zusammengehalten werden, und der so abgedreht ist, daß er ebenfalls in die Spulen geschoben werden kann.

171. Elektroinduktion. — Die bisherigen Verfahren, Induktionsströme zu erzeugen, würden der im vorigen Paragraphen erwähnten Begriffsbestimmung gemäß in das Gebiet der Magnetoinduktion fallen. Wir könnten sämtliche Versuche mit elektromagnetischen Kraftfeldern wiederholen, indem wir die Kraftlinienbündel derselben mit Leiterteilen, Gleitstücken oder Spulen schneiden. Dann hätten wir Fälle der Elektroinduktion. Indessen würden diese Versuche nichts Neues ergeben. Wir begnügen uns daher, einige speziell für die Elektroinduktion typische Formen hervorzuheben:

Vor der mit dem (ballistischen Projektions-) Galvanometer verbundenen Spule II eines langen dünnen Drahtes wird in dem oben erwähnten Gestelle die verschiebbare dickdrahtige Spule I aufgestellt und unter Zwischenschaltung eines Ausschalters, Ampèremeters und Regulierwiderstandes an eine Stromquelle angeschlossen. Die Spule I wird zunächst vom Gestelle entfernt, der Strom in ihr geschlossen, die Ampèrewindungszahl und ihre Polarität bestimmt; nähert man die stromdurchflossene Spule I mit ihrem Kraftlinienbündel (vgl. Fig. 103 S. 189) der stromlosen Spule II, so wird in II während der Dauer der relativen Bewegung ein Strom erzeugt. Ruhen beide Spulen nebeneinander, so wird kein Strom, entfernt man Spule I wieder, so wird ein Strom im umgekehrten Sinne induziert. Die Versuche entsprechen ganz genau den Versuchen des § 163 S. 275, die Richtung der

Induktionsströme ergibt sich mit Hilfe der MAXWELL'schen Regel aus der Stromrichtung und damit der Polarität der Spule I.

Man nennt die stromführende Spule I die „induzierende, primäre oder Hauptspule"; die Spule II, in welcher die Induktionsströme geweckt werden, die „induzierte, sekundäre oder Nebenspule".

Der Strom in Spule I wird unterbrochen; stromlos wird sie neben Spule II gestellt. Schließt man den Strom in der primären Spule I, so entwickelt sich in dem Außenraume derselben ein Kraftlinienbündel, welches sehr bald die Form Fig. 103 S. 189 im Längsschnitt angenommen hat. Hierbei müssen die Linien notwendig die Windungen der sekundären Spule II schneiden und damit einen Induktionsstrom erzeugen, den das Galvanometer auch in der Tat anzeigt.

Öffnet man in I den Strom, so verschwinden die Kraftlinien, die vorher im Inneren der Spule zusammengeschnürt waren; die Windungen von II werden dabei im umgekehrten Sinne von allen vorher umschlossenen Kraftlinien wieder geschnitten: Induktionsstrom im entgegengesetzten Sinne.

Das Schließen des Stromes in I entspricht dem Heranführen der stromdurchflossenen Spule aus großer Ferne; das Öffnen dem Entfernen des gesamten Primär-Spulenkraftfeldes in solche Ferne, daß die Sekundärspule ganz außerhalb desselben zu liegen kommt.

Der Strom in I wird verstärkt und geschwächt (etwa durch Abnehmen und Anlegen eines Nebenschlusses an die Leitung, durch den sich ein Teil des von der Quelle gelieferten Stromes ausgleichen kann, ehe er in die Spule I eintritt): Bei jeder Änderung der Intensität des Stromes und damit beim Hinein- oder Heraustreten eines Teiles der Kraftlinien durch die Windungen von II wird ein Strom induziert.

Ein Schwächen ist einem stückweisen Entfernen in abgelegenere Teile des Feldes, ein Verstärken des Primärstromes einem Eintauchen der sekundären Spule in die kraftliniendichteren Teile des primären Feldes äquivalent.

Wir wollen für diese Erscheinungen der Elektroinduktion eine Regel ableiten, welche man meist an die Spitze der ganzen Lehre von der Induktion stellt und die man durch die soeben beschriebenen Versuche näher begründet. Hier soll dieselbe aus dem Kraftlinienverlaufe direkt erschlossen werden.

Die Spule I stehe vor einer anderen, II, oder sei in dieselbe hineingesteckt oder umgebe diese; man erregt in I einen Strom von solcher Richtung, daß man im Kraftliniensinne gegen die beiden konaxial zueinander aufgestellten Spulen blickt, d. h. daß sich auf der vorderen Seite von I ein Südpol, auf der anderen, abgewandten, ein Nordpol entwickelt. Dazu muß nach § 125 S. 190 der Strom für den Beschauer die Spule I zeigermäßig umkreisen. In der Nachbarspule II wird bei der Erregung des Stromes durch die eintretende Vermehrung der Kraftlinien ein inverser oder Gegenzeigerstrom erzeugt, § 160 S. 269, der dem in I zirkulierenden direkten also entgegengesetzt gerichtet ist. Beim Öffnen des Stromes sinkt die Zahl der durch II

gegangenen Kraftlinien auf Null zurück; der Verminderung entspricht ein direkter, d. h. ein dem eben verschwindenden Strome in I gleichgerichteter Strom.

Wir finden also:

Beim Entstehen (Schließen, Nähern, Verstärken) eines Stromes in einem Leiterkreise wird in jedem benachbarten geschlossenen Kreise ein entgegengesetzt gerichteter, beim Vergehen (Öffnen, Entfernen, Schwächen) ein gleichgerichteter Strom induziert („Schließungs- und Öffnungs-Induktionsstrom").

Diese wichtige Regel ist für uns nicht der Ausdruck einer neuen Erfahrungstatsache, sondern eine notwendige Folge unserer bisherigen Ergebnisse, in letzter Instanz also der Rechten-Handregel. Wir haben nicht, wie es gewöhnlich geschieht, den Versuch mit den ineinander steckenden Induktionsrollen an die Spitze unserer Betrachtungen gestellt, sondern einen weit einfacheren Versuch, bei dem die in die Erscheinung eingehenden Begriffselemente viel klarer zutage treten.

Auch hier tritt die Lenz'sche Regel in ihr Recht. Elektromagnetisch ziehen gleichgerichtete nebeneinander verlaufende Ströme sich an, entgegengesetzt gerichtete stoßen sich ab. Die bei Annäherung (oder Entstehen oder Verstärken) induzierten entgegengesetzt gerichteten Ströme verlaufen demnach so, daß sie durch ihre elektrodynamische Rückwirkung der sie erzeugenden Bewegung entgegenwirken; gleiches gilt für die durch Entfernen (oder Öffnen oder Schwächen) hervorgerufenen gleichgerichteten Induktionsströme.

Ersetzen wir einen Teil der Luft in der Umgebung der induzierten Spule durch weiches Eisen, so werden mehr Kraftlinien in das Innere derselben hineingezogen, also sowohl die Schließungs- wie die Öffnungsinduktionsströme erheblich verstärkt.

Wiederholt man die obigen Versuche, indem man in das Innere der mit dem Galvanometer verbundenen Induktionsspule den in § 170 am Ende erwähnten Eisenkern einschiebt, so werden die Ausschläge so groß, daß man mit viel schwächeren Primärströmen arbeiten kann.

Schiebt man den Eisenkern in die Spule II, während die stromdurchflossene Spule I daneben steht, so erhält man einen der Vermehrung der Kraftlinienzahl entsprechenden Ausschlag, beim Herausnehmen einen, welcher der Verminderung derselben entspricht.

Statt mit einzelnen induzierten Stromstößen zu arbeiten, kann man eine größere Anzahl derselben rasch hintereinander erzeugen; dazu braucht man den primären Strom nur oft hintereinander abwechselnd zu öffnen und zu schließen.

Dies wird erleichtert durch die Anwendung eines sog. „Unterbrechungsrades". Gegen den Rand eines gezahnten metallischen, auf einer Metallachse sitzenden Rades schleift eine Kontaktfeder, während eine zweite dauernd auf der Metallachse aufliegt. Sind die beiden Federn in den primären Schließungskreis eingeschaltet, so wird beim Drehen des Rades mittels einer Kurbel der Strom rasch hintereinander geöffnet und geschlossen. Bei anderen solchen Unterbrechungsapparaten sind in den Rand einer metallenen Scheibe äquidistant gleich große Stücke eines isolierenden Materiales, z. B. von Glas, eingelegt; sowie das Ende der Randfeder auf ein solches Stück übergleitet, wird der Primärstrom geöffnet; in dem Momente aber, wo es von ihm ab- und auf den Metallrand übergleitet, wird der Strom wieder geschlossen.

Schließt und öffnet man den primären Strom rasch hintereinander, so zeigt das in den sekundären Schließungskreis eingeschaltete Galvano-

meter nur noch ein dem Rhythmus der Stromschließungen und Stromöffnungen entsprechendes Zittern, und bei sehr rascher Folge der Stromimpulse verbleibt es ganz in seiner Ruhelage. Hieraus ist der wichtige Schluß zu ziehen, daß bei Schließung dieselbe Elektrizitätsmenge wie bei Öffnung im induzierten Kreise bewegt wird.

Dies kann mit Rücksicht auf die Ausführungen des § 163 S. 275 nicht wundernehmen, da die in der induzierten Strombahn im ganzen bewegte Elektrizitätsmenge immer der Gesamtänderung der umschlossenen Kraftlinienzahl entspricht. Diese Zahl wächst bei Schließung der Primärleitung von 0 bis zu einem der primären Stromstärke entsprechenden Höchstwerte an, um bei der Öffnung von diesem Werte wieder bis zu 0 abzunehmen. Die beiden Elektrizitätsmengen sind einander gleich, nur fließen sie in entgegengesetztem Richtungssinne durch die Sekundärleitung; ist die Aufeinanderfolge der entsprechenden Stromstöße kurz gegenüber der Schwingungsdauer des Galvanometers, so heben sich die ballistischen Ausschläge gerade auf. Um die Induktionswirkungen auch in diesem Falle zu beobachten, muß man in die Sekundärleitung ein Elektrodynamometer § 134 S. 208 einschalten, oder man muß die Wirkung aller aufeinander folgenden Schließungsströme von derjenigen aller Öffnungsströme trennen. Hierzu dienen die sog. „Disjunktoren". Zwei gleiche der oben beschriebenen Unterbrechungsräder mit isolierenden Einsätzen am Rande sind voneinander isoliert auf derselben Drehungsachse befestigt. Das eine Rad ist in die primäre, das andere in die sekundäre Leitung eingeschaltet. Sind die beiden Räder auf ihrer gemeinsamen Achse so befestigt, daß in dem Momente, wo die Feder des Primärkreises auf das Metall übertritt, die Feder des sekundären gerade noch auf Metall aufliegt, so geht der in diesem Momente induzierte Schließungsstrom durch die Sekundärleitung; wenn die primäre Feder wieder auf ein isolierendes Randstück übertritt, also der Primärstrom geöffnet wird, so befindet sich die Sekundärfeder gerade auf einem isolierenden Stücke, der Öffnungsinduktionsstrom kann in der Sekundärleitung nicht zustande kommen. Beim Drehen kommt nur die Wirkung der Stromschließungen zur Erscheinung. (Man kann sich dies auch an einem Modelle klar machen, bei dem man zwei am Rande in gleiche, abwechselnd etwa weiß und schwarz bezeichnete Stücke geteilte Pappscheiben auf eine Holzachse setzt; die Federn werden durch anliegende Pappstreifen markiert).

Man kann die beiden Räder aber auch so gegeneinander verstellen, daß nur die Öffnungsinduktionsströme durch das in die Sekundärleitung eingeschaltete Galvanometer gehen; es zeigt einen entgegengesetzten Ausschlag wie vorher, der dieselbe Größe annimmt, wenn sich die Unterbrechungen in der Zeiteinheit ebenso oft wiederholen, wie vorher die Schließungen, wodurch wiederum die schon oben gefolgerte Gleichheit der bei der Schließung und Öffnung bewegten Elektrizitätsmengen folgt.

172. Elektroinduktion in gestreckten Leiterbahnen. — Da eine stromdurchflossene Leiterbahn immer von Kraftlinien begleitet ist, so muß in einer benachbarten Bahn auch dann ein Strom induziert werden, wenn die Strombahnen nicht spulenförmig aufgewunden sind, sondern einfach parallel nebeneinander verlaufen. Dieser Fall stellt gewissermaßen den einfachsten Typus der Elektroinduktion dar, und es ist nicht überflüssig, auch ihn durch einen einfachen Versuch zu erläutern: Eine, zwei voneinander isolierte, verschiedenfarbig umsponnene Metalladern enthaltende sog. Doppelleitungsschnur wird lang durch das ganze Zimmer ausgespannt; die eine Leitungsader, I, wird unter Zwischenschaltung eines Ampèremeters und eines Regulierwiderstandes an eine Stromquelle an-

geschlossen, die andere, II, durch das (ballistische Projektions-) Galvanometer hindurch unter Zwischenschaltung eines einfachen Stromunterbrechers geschlossen. Ist der sekundäre Kreis II zunächst geöffnet, schließt man dann den primären I, hierauf II, so fließt in diesem kein Strom, selbst dann nicht, wenn in I ein Strom von erheblicher Stärke dauernd zirkuliert. Ändert man aber den Versuch in der Weise ab, daß man erst den sekundären Kreis II schließt, so erhält man beim Schließen von I den bekannten Induktionsstoß in einer der primären Stromrichtung entgegengesetzten Richtung in II, der aber rasch abklingt; bei jedem ruckweisen Verstärken des primären Stromes zeigt das Galvanometer einen neuen Ausschlag im gleichen Sinne, beim ruckweisen Schwächen je einen gleichgerichteten, ebenso beim Schwächen bis zum Nullwerte, d. h. beim Öffnen. Beim gleichförmigen Zirkulieren eines Stromes wird in einer Nachbarbahn kein Strom induziert, sondern nur bei zeitlichen Änderungen in der primären Stromstärke.

Es sei hier noch einmal auf den Gegensatz zu dem bereits S. 234 erwähnten elektrostatischen Grundversuche über Influenzelektrizität (englisch: induction) hingewiesen. Ein isoliert aufgestellter Konduktor zeigt an seinen Enden die Spannung erzeugenden Wirkungen einer elektromotorischen Kraft, so lange als überhaupt ein mit statischer Elektrizität beladener Körper sich in seiner Nähe befindet, und zwar wirkt dieser durch ein isolierendes Zwischenmittel hindurch. Man konnte zunächst in Analogie hiermit zu schließen versucht sein, daß, wenn neben einem isolierten, zunächst stromlosen Leiterkreise ein anderer stromdurchflossener sich befindet, daß dann eine elektromotorische Kraft tätig sein würde, welche in ihm einen Strom unterhalte, solange der Nachbarstrom vorhanden ist. Faraday prüfte diesen Analogieschluß und fand ihn nicht bestätigt. Erst als er auf das Zucken der Galvanometernadel näher einging, welches sich immer zeigte, wenn der primäre Strom geschlossen oder geöffnet wurde, war er der ganz neuen Gruppe der Induktionserscheinungen auf die Spur gekommen. Die „elektrodynamische Induktion", wie man unsere Erscheinungsgruppe im Gegensatz zu der „elektrostatischen Induktion" genannt hat, ist also an die Änderung des elektrischen Zustandes des Nachbarleiters gebunden und hält nicht an, solange der Strom stationär, mit gleichbleibender Stärke, im primären Leiter zirkuliert. Die Erscheinungen hängen hier also nicht von i selbst, sondern von di/dt ab.

Daß auch hier die Kraftlinien das Maßgebende sind, zeigt sich sofort, wenn man die Doppelleitungsschnur um einen Stab aus weichem Eisen wickelt: Ändert man den Primärstrom (unter Beobachtung des eingeschalteten Ampèremeters) um die gleichen Beträge, so erhält man jetzt viel größere ballistische Ausschläge im sekundären Kreise, als vorhin.

Würde man die Leitungsschnur mit ihren beiden voneinander isolierten Adern auf einen Eisenring aufwickeln, so hätte man eine Anordnung, wie diejenige, an der Faraday 1831 die Induktionserscheinungen entdeckte.

173. Mechanische Interpretation des Induktionsvorganges mit Hilfe der Maxwell'schen Friktionsteilchen. — Im vorigen Paragraphen haben wir einen besonders einfachen Fall der Induktion ins Auge gefaßt: das Entstehen eines Stromes in einer Leiterbahn ruft in einer anderen, dieser parallelen Bahn einen vorübergehenden

Induktionsstoß hervor. Bei dem Versuche, eine mechanische Deutung des Induktionsvorganges zu gewinnen, wird man gut tun, an diesen einfachsten Fall anzuknüpfen. In der Tat gelingt eine solche, wenigstens bis zu einem gewissen Grade befriedigende Deutung auf Grund jener Vorstellungen, welche MAXWELL über die Elektrizitätsleitung in stromdurchflossenen Bahnen entwickelt hat, und die in § 139 S. 220 auseinander gesetzt wurden.

In Fig. 130 stelle der untere schraffierte Streifen S_p einen Längsschnitt durch den primären Stromkreis, der schmälere obere S_s einen solchen durch den sekundären Kreis dar, welche durch eine von der Linie γ bis zur Linie μ reichende isolierende Zwischenschicht voneinander getrennt sind.

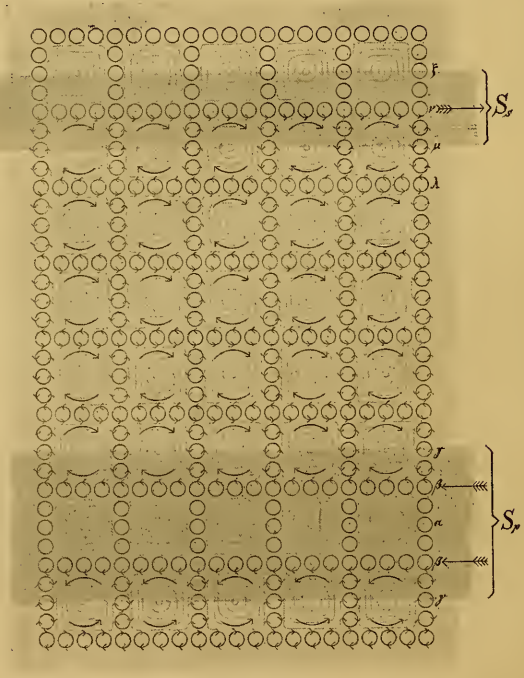


Fig. 130.

Zunächst sei alles in Ruhe, beide Leiter seien stromlos. Zu einer bestimmten Zeit wirke in S_p eine E.M.K., welche hier die Elektrizitätsteilchen von rechts nach links hin in Bewegung setze (primärer Stromschluß). Bei ihrem Abrollen an dem ruhenden Achsenfaden α versetzen die Elektronen der Schicht β die Moleküle der umgebenden Schicht γ in Rotation, es entstehen magnetische Kräfte zunächst in der Peripherie des primären Leitungsdrahtes. Seine Oberfläche grenzt an das isolierende Zwischenmittel, da aber auch in dieses an jeder Stelle Elektronen eingebettet sind, bleibt die Bewegung und damit die magnetische Kraft nicht auf den Stromträger lokalisiert, sondern verbreitet sich weiter; die wirbelnde Molekülschicht γ setzt zunächst die ihr anliegenden Friktionsteilchen in Bewegung. Diese können sich zwar, weil in einem iso-

lierenden Mittel befindlich, nur um geringe Strecken aus ihrer Ruhelage entfernen, aber sie können sich drehen und regen dadurch die Moleküle der nächsten Schicht zur Rotation an und zwar im gleichen Sinne wie die der Schicht γ.

In gleicher Weise verbreiten sich die von S_p ausgehenden Bewegungsimpulse weiter. Es hat H. Hertz zuerst experimentell gezeigt, daß solche Induktionsimpulse in der Tat auch in nichtleitenden Materialien mit endlicher Geschwindigkeit von Stelle zu Stelle weiter um sich greifen und zwar mit Lichtgeschwindigkeit sich in diesen verbreitend.

So wird nach kurzer Zeit die Bewegung auch die Reihe λ ergreifen. Die Elektronen derselben regen die Moleküle der Reihe μ zu Drehbewegungen an. Hiermit tritt der Induktionsimpuls aber wieder in einen Leiter ein. Die Elektronen der folgenden Reihe ν sind wieder frei beweglich. Die Molekülreihe ξ ruht noch. In dem Momente, in welchem die Moleküle der Reihe μ in dem Sinne der eingezeichneten Pfeile in Rotation versetzt werden, müssen die Elektronen der Reihe ν in dem Sinne des in S_s eingezeichneten geflügelten Pfeiles an der Schicht ξ abrollen: es entsteht in dem sekundären Leiter eine Elektrizitätsbewegung, welche der im primären eingeleiteten entgegengesetzt verläuft, der entgegengesetzt gerichtete Schließungsstromstoß wird induziert. Dieser dauert freilich nur kurze Zeit an. Denn völlig reibungslos geht ja auch in den besten Leitern die Vorwärtsbewegung der Elektronen nicht vor sich, wie das Auftreten der Joule'schen Wärme zeigt vergl. S. 260. Schon nach kurzer Zeit werden auch die Teile der Reihe ξ in die Wirbelbewegung mit hineingezogen, und sowie bei stationär gewordener Stromstärke in S_p das gesamte magnetische Kraftfeld ausgebildet ist, und alle Teile die ihnen nach ihren Entfernungen von S_p zukommenden Drehgeschwindigkeiten vergl. S. 223 angenommen haben, fehlt jede Veranlassung, daß die Teilchen ν zwischen den Teilen μ und ξ fortschreiten sollten; denn die Entfernung der beiden benachbarten Molekülreihen μ und ξ ist gegenüber jeder endlichen Entfernung zweier Leiterbahnen verschwindend klein, die Teilchen in ν drehen sich nur, die Teile in μ und ξ rotieren mit derselben Geschwindigkeit: bei unveränderter primärer Stromstärke hört also der Induktionsstrom auf.

Sowie aber der Strom in der primären Leiterbahn geschwächt oder ganz unterbrochen wird, kommen auch (infolge der Reibung beim Übergange von einem zum anderen Moleküle) die Elektronen in ihr und damit die Wirbelbewegungen ihrer eigenen Moleküle sowie derjenigen ihrer Umgebung schon nach kurzer Zeit zur Ruhe. Jetzt pflanzt sich dieser Zustand des Gebremstwerdens von Stelle zu Stelle mit Lichtgeschwindigkeit durch das Zwischenmittel hindurch fort. Gelangt er nach S_s, so wird erst die Schicht μ angehalten, während die Moleküle in ξ noch fortrotieren. Dadurch werden die Teilchen in ν zu einem Vorwärtsrollen veranlaßt, welches jetzt in der Richtung von rechts nach links erfolgt oder in derselben Richtung, welche der eben ersterbende primäre Strom hatte: Induktion des gleichgerichteten Öffnungsinduktionsstromes. Auch dieser Strom muß sein Ende erreichen, sowie die Nachbarmolekülschichten in denselben Zustand, in diesem Falle den Ruhezustand eingetreten sind.

Was dieser ganzen Vorstellung über die Mechanik des Induktionsvorganges einen ganz besonderen Wert verleiht, ist der Umstand, daß sie mit Notwendigkeit auf die Bedeutung der Trägheit des Zwischenmechanismus für die Induktionswirkungen hinweist, wie sie in den später zu betrachtenden Koeffizienten der wechselseitigen Induktion und der Selbstinduktion zum Ausdruck gebracht wird.

174. Ableitung des Ohm'schen Gesetzes auf Grund der Vorstellung der Maxwell'schen Friktionsteilchen. — Wenn irgend eine E.M.K., etwa die in einer Leiterbahn durch Herantreten magnetischer Kraftlinien und damit von Wirbelbewegungen geweckte, bestrebt ist, die Friktionsteilchen vorwärts zu rollen, wie etwa in Fig. 130 oben bei dem Leiter S_s die Molekülschicht μ in bezug auf die

Friktionsteilchenschicht ν, so wird ihr von diesen ein gewisser Widerstand entgegengesetzt; nach MAXWELL ist derselbe hauptsächlich dadurch bedingt, daß, um ein Elektron aus dem Verbande mit einem Moleküle zu lösen und zu dem Übertritte desselben in ein anderes Molekül zu bewegen, eine nicht unbeträchtliche Arbeitsleistung aufgewendet werden muß.

Dies stimmt mit der in § 138 S. 218 zur Erklärung des ZEEMAN'schen Phänomens eingeführten Vorstellung überein, daß die Moleküle und Atome die Elektronen mit einer gewissen Kraft an sich ketten.

Außerdem ist von vornherein klar, daß die Haftkraft der Elektronen in bezug auf die kleinsten Bestandteile der verschiedenen Materialien eine verschiedene sein wird, so daß zu dem genannten Übertritte verschiedene Arbeitsbeträge aufzuwenden sein werden, welche von Leiter zu Leiter spezifisch verschiedene Werte haben. Wirkt also auf der Länge l die E.M.K. e (Potentialgefälle, Spannungsdifferenz an zwei um l cm von einander entfernten Stellen des drahtförmig gedachten Leiters), so wird der Widerstand, der sich auf dieser Leiterstrecke dem Ausgleiche der elektrischen Spannungsunterschiede entgegenstellt, um so größer sein, je mehr molekulare Übergangsstellen sich auf dieser Strecke befinden; er wird deren Länge l proportional sein müssen; ferner, je schwerer der Übergang erfolgt; wählen wir zur Charakterisierung dieses letzteren Umstandes die Materialkonstante σ und beziehen wir diese auf die Längeneinheit, so wird der Widerstand proportional mit $l\sigma$ anzusetzen sein. Sind mehrere Schichten von Friktionsteilchen durch die E.M.K. innerhalb des Leiters in Bewegung zu setzen, wie dies etwa bei dem primären Strome S_p in Fig. 130 angenommen ist, so ist es am einfachsten, die pro Querschnittseinheit transportierte Elektrizitätsmenge ins Auge zu fassen. Ist also i die gesamte Elektrizitätsmenge, welche in Form von Elektronen oder Elementarladungen in der Zeiteinheit durch den gesamten Querschnitt q in einer bestimmten Richtung hindurchtritt, so ist die Elektrizitätsmenge pro Querschnittseinheit oder die sog. Stromdichte gleich i/q. Diese muß proportional der treibenden Kraft e und umgekehrt proportional der hemmenden Kraft sein, die wir gleich $l\sigma$ setzen können, wenn wir σ jetzt auch noch auf die Querschnittseinheit des Leiters beziehen; es ist dann

$$i/q = \frac{e}{l\sigma} \quad \text{oder} \quad i = \frac{e}{\sigma\frac{l}{q}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40)$$

das OHM'sche Gesetz, wo der Widerstand der Leiterstrecke von der Länge l und dem Querschnitte q, wie früher (vgl. S. 257) schon hervorgehoben, $r = \sigma\frac{l}{q}$ ist; σ ist der spezifische Leitungswiderstand des Materiales (vgl. § 155 S. 256).

175. Das Transformationsprinzip. — So ähnlich die Erscheinungen der Elektroinduktion denen der Magnetoinduktion (§ 170 S. 289) ihrem qualitativen Verlaufe nach sein mögen, so erlaubt die Induktion

in einer sekundären Spirale durch eine primäre doch noch eine Umformung, die durch Magnetoinduktion allein nicht möglich sein würde. Ordnet man eine primäre Spirale innerhalb einer sekundären so an, daß alle Kraftlinien, welche die Primärspirale bei einer gewissen Stromstärke durchsetzen, auch durch die sekundäre hindurchgehen, so schneiden beim Verschwinden oder Kommutieren des primären Stromes alle Kraftlinien durch die sekundären Windungen mit hindurch. Dadurch, daß man auf die sekundäre Spirale aber mehr und mehr Draht aufwickelt, kann man nach § 163 S. 275 mehr und mehr gleichsinnig gerichtete Induktionswirkungen hintereinander schalten, d. h. ihre einzelnen E.M.K. summieren. Durch Verwendung immer höherer sekundärer Windungszahlen kann man also die sekundäre Spannung immer höher hinauf transformieren. Darauf beruhen die sog. „Transformatoren“ oder elektrischen „Umformer“. Ist Z_p die primäre Windungszahl, Z_s die sekundäre, so ist das Transformations- oder Übersetzungsverhältnis:

$$T = \frac{Z_s}{Z_p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

Denn denkt man sich dasselbe Kraftlinienbündel in beiden Spiralen entstehen oder verschwinden, so wird jede einzelne Windung beider Träger von gleich viel, nämlich von allen Kraftlinien in dem einen oder dem anderen Sinne geschnitten. Die Summen aller in den einzelnen Windungen geweckten und hintereinander geschalteten E.M.K. verhalten sich nach dem Summationsprinzipe (vgl. § 163 S. 275) bei gleichen mittleren Längen der einzelnen Windungen wie die in den Spiralen aufgewickelten Längen der Träger, also wie die Windungszahlen der betreffenden Spiralen.

Die Erscheinung hat offenbar eine besonders große Bedeutung für Ströme, welche fortwährend in ihrer Stärke und Richtung wechseln: für die elektrischen Wechselströme.

Nach § 156 S. 259 ist für jeden Strom die elektrische Leistung L durch das Produkt von Stromstärke und Stromspannung bestimmt:

$$L = e \cdot i.$$

Eine gegebene Leistung kann man in zweierlei Weise darstellen: entweder durch große Stromstärke I bei kleiner Spannung e oder umgekehrt durch kleine Stromstärke i und große Spannung E:

$$L = e \cdot I = E \cdot i.$$

Bei der oben angedeuteten Transformation erhebt man einen Strom I von relativ kleiner Spannung e auf eine hohe Spannung E; die Stromstärke i dieses hochgespannten sekundären Stromes muß entsprechend kleiner sein als I; denn im besten Falle, wenn bei dem Umsetzungsprozesse gar nichts verloren ginge, könnte $E \cdot i$ nur eben gleich $e \cdot I$ sein; was an Spannung gewonnen wird, muß an Stromstärke daran gegeben werden.

Es kann aber auch von Nutzen sein, einen hochgespannten Strom in einen solchen von niederer Spannung aber entsprechend größerer Stromstärke zu verwandeln; dazu wird man den gegebenen

hochgespannten Strom in die Spule mit den vielen Windungen eintreten lassen und kann dann an der anderen Spule mit der kleineren Windungszahl den niedriger gespannten stärkeren Strom abnehmen; die Begriffe primäre und sekundäre Spule haben sich hier umgekehrt; man spricht daher auch besser von der „Hochspannungsspirale" und der „Niederspannungsspirale" und dementsprechend etwa auch von dem „Hochstrome", d. h. dem von der hohen Spannung, und dem „Niederstrome".

Zur Fernleitung elektrischer Energie eignen sich vornehmlich hochgespannte Ströme von geringer Stärke; bei großer Stärke würde die Fernleitung sehr dick und daher auch schwer und kostspielig ausfallen müssen, wenn die unvermeidlichen nach dem Joule'schen Gesetze § 157 S. 260 proportional mit i^2 wachsenden Energieverluste durch Erwärmung des Leitungsmaterials nicht einen unverhältnismäßig hohen Betrag annehmen sollen. Die Hochspannungsströme würden an der Konsumstelle wegen ihrer hohen Spannung gefährlich sein, man transformiert sie daher herunter auf eine nur mäßige „Gebrauchsspannung" und erhält dabei zugleich den Vorteil, größere Stromstärken zu gewinnen, was namentlich für alle motorischen Leistungen mittels elektrischen Stromes von der größten Bedeutung ist.

Will man Gleichstrom transformieren, so muß man diesen abwechselnd öffnen und schließen, d. h. man muß ihn zerlegen. Um einige für die Konstruktion der Umformer wichtige Gesichtspunkte zu gewinnen, wollen wir einen Gleichstrom etwa mittels eines S. 291 beschriebenen Unterbrechungsrades oder, um sogleich die Wirkung der Öffnungsinduktion von derjenigen der Schließungsinduktion zu trennen, mittels eines Disjunktors zerlegen. Die Achse desselben wird nach dem Takte eines Metronoms oder einer Sekundenuhr in gleichförmige Umdrehungsgeschwindigkeit versetzt, oder man treibt dieselbe unter Vorschalten eines entsprechenden Vorgeleges mittels eines kleinen Elektromotors an.

Man schaltet das eine Disjunktorrad an eine aus verhältnismäßig wenig Windungen eines dicken Drahtes bestehende, auf einen Holz- oder Glaszylinder gewickelte primäre, von einer Batterie gespeiste Spirale an; das andere Rad wird mit einer aus vielen Windungen bestehenden etwa auf einem Schlitten beweglichen, über die primäre Spirale zu schiebenden sekundären Spirale („Schlittenapparat") mit dem Galvanometer zusammen zu einem Schließungskreise vereinigt. Zunächst überzeugt man sich, daß auch jetzt noch die bei Öffnung und Schließung in Bewegung gesetzten Elektrizitätsmengen einander gleich sind. Die Stromstärken und damit die Ausschläge wachsen mit der Unterbrechungszahl; sie wachsen ferner, wenn man die sekundäre Spirale weiter über die primäre hinwegschiebt. Schaltet man das Galvanometer ab und schließt an die Polklemmen der sekundären Wickelung Metallzylinder an, die man in die Hände nimmt, so fühlt man deutliche physiologische Wirkungen.

Zur Verminderung der Übergangswiderstände befeuchtet man dabei die Hände mit etwas Salzwasser. Derartige hochgespannte und sehr rasch verlaufende Induktionsströme werden bekanntlich in der Elektromedizin jetzt sehr vielfach verwendet und zwar sowohl zu diagnostischen wie zu Heilzwecken.

Das sog. „Faradisieren" ist eine Behandlung mit diesen von FARADAY entdeckten Induktionsströmen.

Die Öffnungsinduktionsschläge sind von sehr viel stärkeren physiologischen Wirkungen begleitet als die Schließungsinduktionsströme.

Dies erscheint zunächst überraschend, weil doch die galvanometrisch gemessenen Stromstärken in beiden Fällen die gleichen sind. Aus Gründen, die erst später auseinander zu setzen sind, vollzieht sich aber die Bildung des Öffnungsinduktionsstromes viel rascher, als die des Schließungsstromes; die physiologische Wirkung hängt aber wesentlich von dem zeitlichen Verlaufe der elektrischen Reizungen ab, sie ist im ersten Falle daher viel stärker als im zweiten.

Wird in das Innere der primären Spirale ein Stab aus massivem Eisen gebracht, so wird sowohl der galvanometrische Effekt wie der physiologische erheblich gesteigert, offenbar weil jetzt infolge der größeren Zahl der aus- und einpulsierenden Kraftlinien die E.M.K. im sekundären Kreise erheblich vermehrt wird. Ersetzt man den massiven Kern durch ein gleich dickes und gleich langes Bündel ausgeglühter und gegeneinander durch die oberflächliche Oxydschicht genügend isolierter Eisendrähte, so geht der galvanometrische Effekt etwas zurück, der physiologische wesentlich in die Höhe.

Beim Bündelkern wird der wirksame Querschnitt des Eisenweges und damit die Kraftlinienzahl etwas beeinträchtigt, dagegen nimmt bei ihm die störende Wirkung der Wirbel- oder FOUCAULT-Ströme nach § 148 S. 244 im Vergleiche zum massiven Kerne ab, welche die rasche Ausbildung des Induktionsstromes verhindert; dies ist nach obigem für die physiologische Wirkung günstig. Man muß daher überhaupt vermeiden, in sich geschlossene Metallmassen an dem Transformator anzubringen. Schiebt man z. B. eine Messingröhre über den Bündelkern, so wird sowohl die galvanometrische wie namentlich die physiologische Wirkung des Induktionsstromes erheblich beeinträchtigt; das Rohr übt geradezu eine Schirmwirkung aus. Ist das Rohr dagegen der Länge nach aufgeschlitzt, so schadet sein Einbringen nichts. Man kann diese Wirkung auch galvanometrisch mittels der in § 170 S. 289 erwähnten Spulen und der verschiedenen in sie hineinpassenden Kerne demonstrieren.

Überall, wo es auf große Brisanz oder Durchschlagskraft des induzierten Induktionsstoßes ankommt, nimmt man diese Transformation der Spannung vor, legt ferner einen Eisenkern in das Innere der Spiralen ein und sorgt außerdem durch Unterteilen des Eisenkernes und Vermeiden jeglicher zusammenhängenden Metallmassen am Transformator, daß der Ablauf der Induktionsströme nicht durch Wirbel- oder Foucaultströme verlangsamt wird. Das kommt namentlich in Betracht, wenn es gilt, isolierende Gasstrecken zu durchbrechen, also wenn elektrische Funken von größerer Schlagweite erzeugt werden sollen, wie sie etwa in der Technik der Minenzündung oder bei der Erregung elektrischer Wellen Verwendung finden, oder wenn längere Strecken verdünnter Gase vom elektrischen Strome zur Leitung und zum Leuchten gebracht werden sollen, wie es z. B. in den sog. GEISSLER'schen Röhren, vgl. § 107 S. 151, geschieht.

Will man die oben erwähnten wichtigen Gesichtspunkte bei der Konstruktion des Transformators einem größeren Auditorium demonstrieren, so kann

man z. B eine kleine geeignet ausgepumpte etwa mit Helium, das unter der Wirkung elektrischer Entladungen mit goldigem Lichte strahlt, gefüllte Röhre an die Pole der Hochspannungsspirale des Schlittenapparates anschließen; die primäre Spirale wird am besten mit rasch pulsierendem Wechselstrome gespeist. Ohne Eisen leuchtet die Röhre nur schwach; mit massivem Kerne schon sehr hell, am hellsten bei unterteiltem Kerne. Sowie ein zusammenhängender Metallzylinder über den Kern geschoben wird, geht die Helligkeit außerordentlich zurück, wird ein geschlitzter Zylinder verwendet, so ändert sich der Leuchteffekt der Röhre kaum.

176. Beschreibung einiger Transformatortypen. — Wie leicht ersichtlich, lassen sich Wechselströme unmittelbar transformieren, ja es ist eine der wichtigsten Eigenschaften der Wechselströme, daß sie sich so leicht transformieren lassen; hierauf beruht ihre große Verwendbarkeit namentlich bei elektrischen Energieübertragungen. Die Transformatoren dienen also vorwiegend zur Umformung von Wechselströmen von hoher auf niedere Spannung und umgekehrt.

Gleichstrom läßt sich nur beim Zerteilen, Unterbrechen transformieren. Außerdem finden Transformatoren noch als sog. „Phasenumformer" Verwendung.

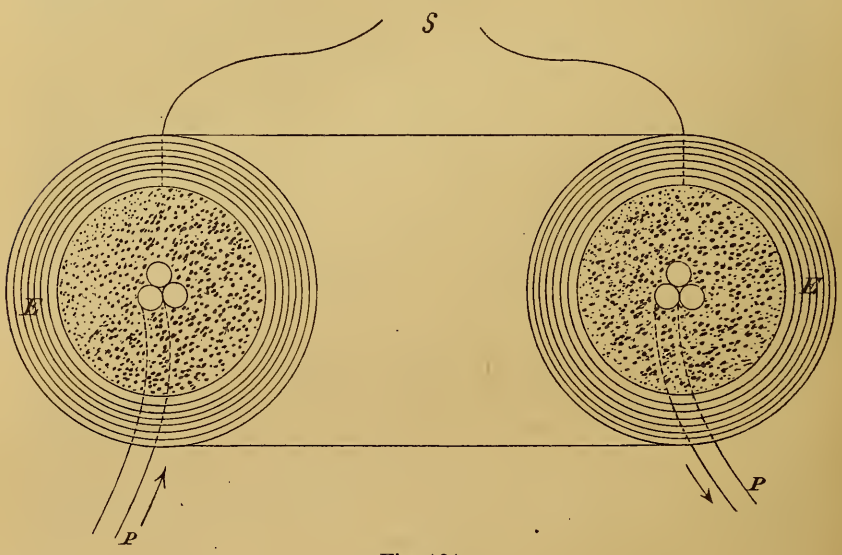


Fig. 131.

Die wesentlichsten Bedingungen, welche ein Transformator erfüllen muß, bestehen nach dem vorhergehenden in folgendem: 1. müssen möglichst alle Kraftlinien, welche um den primären Stromkreis herum ausgebildet werden, auch von den Windungen des sekundären Kreises umschlossen werden, so daß also möglichst wenig Kraftlinien unbenutzt bleiben, daß die „Streuung" möglichst gering ist; 2. müssen überhaupt möglichst viele Kraftlinien bei gegebener Primär-Stromstärke ausgebildet werden, d. h. es muß der magnetische Widerstand in der Umgebung der Stromträger möglichst gering sein; 3. es

müssen zusammenhängende Metallverbindungen in der Richtung der Windungen vermieden werden, weil in ihnen sich störende Wirbelströme entwickeln würden; vor allem ist dann auch für eine gute Querunterteilung der Eisenwege zu sorgen.

Bei dem „Ringtransformator“ (Zipernowsky-Déri) Fig. 131 ist der isolierte dicke Primärleiter PP zu wenigen Windungen einer ebenen flachen Spule vereinigt; diesen parallel laufen die direkt anliegenden, sehr viel zahlreicheren Windungen der gut isolierten Sekundärspule S; beide sind quer zu ihrem Verlaufe mit Eisendrähten EE dick umwickelt, so daß im ganzen ein Ring von kreisförmigem Querschnitte entsteht.

Die Fasern der Eisenhülle folgen sehr nahe dem Verlaufe der Stromkraftlinien, wie ein Vergleich etwa mit Fig. 125 S. 189 zeigt; diese finden also überall ein Medium von vorzüglicher Permeabilität. Der Verlust durch Streuung von Kraftlinien in den umgebenden Luftraum hinaus ist sehr gering. Dadurch, daß die umhüllende Eisenmasse der Längsrichtung der Stromträger nach aufgeteilt ist, wird der Bildung von Wirbelströmen auf das wirksamste vorgebeugt. Bei einer anderen Type derselben Firma befindet sich der ringförmige Eisenkern innen; auf ihn sind die primären und sekundären Windungen gewickelt.

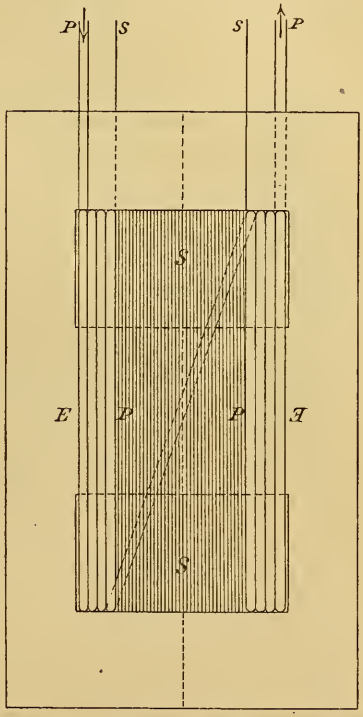


Fig. 132.

Bei der Doppel-**E**-Type (Schuckert), Fig. 132, sind die Primärwindungen PP und die sekundären SS auf demselben Eisenkerne nebeneinander aufgespult. Damit die aus den Spiralen hervortretenden Kraftlinien möglichst nur durch weiches Eisen geführt werden, schließen sich an die Kernenden beiderseitig Querstücke an, welche über und unter den Spiralen durch Schlußstücke vereinigt sind. Auch hier sind nicht massive Eisenstücke verwendet, sondern zur Vermeidung von Wirbelströmen Eisenbleche, welche aufeinander geschichtet sind. Sie haben die Form eines **E** und sind von beiden Seiten her gegeneinander geschoben, wie in der Figur durch die vertikale punktierte Trennungslinie angedeutet ist. Ist hier der Kraftlinienschluß auch kein so vollkommener wie bei der Ringtype, da ja Kraftlinien auch nach vorn und rückwärts aus dem Inneren der Spiralen hervortreten, so kann man doch bei Reparaturen (etwa

nach Durchschlagen der Isolation) leichter zu den einzelnen Windungen im Inneren gelangen als bei dem Ringtransformator.

Vielfach hat man mit zwei und namentlich drei verschiedenen Wechselströmen (Dreiphasenströmen) zu tun; um sie gleichzeitig umzuformen, kann man unter Umständen die drei dazu nötigen Transformatoren in einen einzigen vereinigen und die Konstruktion erheblich vereinfachen, indem man sie in denselben Eisenmantel einschließt. Einen solchen Transformator erhält man z. B., wenn man Bleche, welche wie in Fig. 133 ausgeschnitten sind, aufeinander schichtet und die drei Schenkel *I*, *II*, *III* mit je einer primären und einer sekundären Wickelung versieht. In dem Spulenkranze *KK* pulsieren dann die Kraftlinien den Momentanwerten der drei Stromstärken entsprechend.

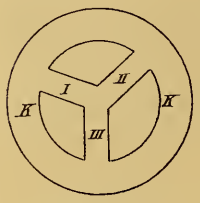


Fig. 133.

177. Die Induktorien. — Bei den soeben kurz skizzierten technischen Transformatoren kommt es vor allem auf eine möglichst verlustlose Umwandlung an; man will bei der Umwandlung der Stromenergie $E \cdot i$ in $e \cdot I$ oder umgekehrt (vgl. § 175 S. 297) möglichst wenig Energie verlieren. Man verwendet daher hier vorwiegend geschlossene Eisenwege. Im Laboratorium kommt es aber vielfach mehr darauf an, möglichst hohe Spannungen und eine möglichste Brisanz des elektrischen Entladungsschlages zu erzielen. In diesem Falle verwendet man lieber kurze, gedrungene, natürlich wiederum unterteilte Eisenkerne. Diese verlieren ihren Magnetismus verhältnismäßig rasch wieder beim Herabsinken der primären Stromstärke, weil die magnetischen Molekülketten namentlich von den Enden her rasch wieder zerfallen, vgl. § 38 S. 42. Dies ist es aber gerade, worauf es hier ankommt, vgl. S. 281. Man nimmt daher lieber eine nicht unbeträchtliche Kraftlinienstreuung und damit beträchtliche Energievergeudung mit in Kauf. Dadurch, daß er Hunderte von Kilometerlängen Draht auf die sekundären Spiralen seiner großen Induktorien aufwickelte, hat zuerst Ruhmkorff außerordentliche Spannungsübersetzungen erzielt, die zu mächtigen Funkenentladungen an den Polen der Sekundärspiralen führten: Ruhmkorff'sche Funkeninduktoren.

Bei dem Winden so gewaltiger Spiralen kann man nicht in der Weise verfahren, wie man die primäre oder überhaupt wohl eine Spirale sonst zu wickeln pflegt, daß man die einzelnen Windungslagen hin- und hergehend übereinander legt; denn hierbei kämen an den Enden einer langen Spirale Windungen unmittelbar übereinander zu liegen, zwischen denen schon eine sehr hohe Spannungsdifferenz herrscht. Wenn nun auch der Sekundärdraht möglichst gut isoliert wird, so kann man doch nicht zu dicke Isolationslagen wählen, weil sonst der für die Wickelung zur Verfügung stehende Raum, der „Wickelungsraum", zu schlecht ausgenutzt werden würde. Man hat

daher die Sekundärspirale unterteilt und in einzelnen kurzen Wickelungslagen angeordnet. Jede von den auf der primären Wickelung nebeneinander stehenden flachen Spulen ist von den Nachbarspulen durch eine gut isolierende Zwischenlage getrennt, und nun sind immer Anfang und Ende der aufeinander folgenden Einzelspulen miteinander verlötet. Auch diese Anordnung bietet gewisse Nachteile. In neuester Zeit hat Fr. Klingelfuss in Basel, der sehr eingehende systematische Studien über die Wirkungsweise der Induktorien angestellt hat, und dessen große, überaus rationell konstruierte Induktionsapparate eine weite Verbreitung gefunden haben, eine neue Wickelungsart angegeben, vgl. Fig. 134: In dem Hohlraume PP liegt die Primärspule mit dem Eisenbündelkerne. Die Sekundärwindungen sind in flachen Lagen angeordnet, welche voneinander durch Isoliermaterial getrennt sind. Eine von Klingelfuss selbst konstruierte Maschine legt ebenso leicht und sicher Windung an Windung von innen nach außen wie von außen nach innen. Fängt z. B. eine Windungslage bei a_1 an, so ist diese von außen nach innen bis e_1 geführt, dann aber von innen bei a_2 beginnend wieder nach außen geführt. In dem Maße als die Drahtlänge fortschreitet, wächst die Potentialdifferenz gegenüber den entsprechenden Nachbarwindungen. Daher wird nach außen hin die isolierende Zwischenlage immer dicker, so daß das Ende der Nachbarlage e_2, welches gegenüber dem Punkte a_1 die gesamte, auf zwei Lagen entfallende Spannungsdifferenz aufweist, möglichst gut gegen diesen isoliert ist. Analoges treffen wir an, wenn wir der dritten Windungslage folgend von a_3 an wieder nach innen, nach e_3 gehen usw. Die nahezu auf demselben Potentiale liegenden Windungen bei e_1 a_2, e_2 a_3, e_3 a_4 usw. liegen dicht beieinander, die große Spannungsdifferenzen gegeneinander aufweisenden Windungen a_1 und e_2, a_2 und e_3 usw. sind weit voneinander getrennt. Dadurch wird ein Durchschlagen der Isolationen im Inneren selbst bei sehr starken Beanspruchungen vermieden. Außerdem ist jeder Zwischenraum mit Isoliermaterial ausgegossen, so daß nirgends Luft im Inneren der Hochspannungsspirale zurückbleibt. Dieses vollkommene „Entluften“ ist überaus wichtig für alle Hochspannungstransformatoren, da sich zeigt, daß ein Durchschlagen meist dort eintritt, wo ein kleines Luftbläschen der Bildung von Entladungen im Inneren Vorschub geleistet hat. Schon Tesla bettete daher seine Transformatoren in ein flüssiges Isoliermittel, z. B. Paraffinöl oder Petroleum, ein („Öltransformatoren“).

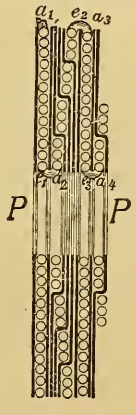


Fig. 134.

Der Bau großer, nicht nur hohe Spannungen, sondern auch große Elektrizitätsmengen liefernder und dabei möglichst ökonomisch wirkender Induktorien hat in neuester Zeit immer größere Bedeutung erlangt. In wissenschaftlicher

Beziehung sind die durch diese Apparate zuerst allein ermöglichten Gasentladungen, vergl. S. 151, von hervorragendem Interesse geworden. Während früher die schönen Lichterscheinungen in den sog. Geissler'schen Röhren (§ 107 S. 151) mehr nur als eine Art physikalischer Spielerei betrachtet wurden, hat das genauere Studium der dieselben begleitenden Strahlungen, der Kathoden-, Kanal- und Röntgenstrahlung (vergl. § 107 S. 153), außerordentlich wichtige und weitgehende Erkenntnisse gebracht. Gerade zum Erregen von Röntgenstrahlen bedarf man heutzutage in der physikalischen wie medizinischen Praxis großer Induktionsapparate. Aber auch wenn man große elektrische Ansammlungsapparate, Kondensatoren, zu so hohen Spannungen laden will, daß sie sich in Form kräftiger Funken wieder entladen, braucht man Apparate, die hochgespannte Elektrizität in großen Mengen herbeiführen. Die Kondensatoren entladen sich dann unter geeigneten Bedingungen „oscillatorisch", d. h. geben zur Bildung elektrischer Schwingungen Veranlassung. Zur Erzeugung elektrischer Oscillationen und damit elektromagnetischer Wellenzüge ist man bei der elektrischen Wellen- oder Funkentelegraphie auf die Verwendung wirksamer Induktorien angewiesen.

Es sei darauf hingewiesen, daß der Entladungsvorgang eines Induktoriums durchaus kein einfacher ist. Nicht nur entspricht jeder Schließung und jeder Öffnung des primären Stromes je ein besonderer Stromimpuls in der Sekundärspirale von ziemlich unregelmäßigem zeitlichen Verlaufe, sondern namentlich die Öffnungsinduktionsschläge bestehen aus einer ganzen Reihe einzelner Entladungen, der sog. „Partialentladungen". Da jede Windung auf jede andere, besonders stark auf ihre Nachbarwindungen induzierend einwirkt, so folgt der Öffnung des Primärstromes ein ziemlich kompliziertes System von Einzelinduktionen in der Sekundärleitung selbst. Man kann sich von dem Vorhandensein dieser allmählich abklingenden Partialentladungen überzeugen, indem man das Bild des kapillaren Teiles einer hell leuchtenden, an die Sekundärleitung angeschlossenen Geissler'schen Röhre in einem rotierenden Spiegel betrachtet: Jede Hauptentladung besteht aus einer Fülle immer schwächer werdender Einzelentladungen, zwischen denen die Röhre immer wieder fast vollkommen dunkel wird. Man nennt die den einzelnen Entladungen entsprechenden nacheinander induzierten Ströme die „Extraströme" der Induktorspirale.

178. Die automatischen Unterbrecher. — Ein Induktorium kann man ebenso wie einen Transformator überhaupt mit Wechselstrom speisen; alsdann bedarf man zum Betriebe desselben keines Unterbrechungsapparates. Erfolgt das Pulsieren der Kraftlinien sehr rasch, hat der Wechselstrom also viele Perioden in einer Sekunde, ist er ein sog. „hochfrequenter Wechselstrom", so ist er hierzu besonders geeignet. Man kann dann bei großem Transformationsverhältnisse *T* § 175 S. 297 außerordentliche sekundäre Spannungen bei relativ großer Stromstärke, also sehr erhebliche Sekundärleistungen erzielen. Ein Hauptvorteil dieser Art geeignet gewickelte Induktorien zu betreiben besteht namentlich auch darin, daß man alle einzelnen für die Entladungen maßgebenden elektrischen Daten, also namentlich die Stromstärken und Spannungen sehr genau berechnen oder messen kann.

Der Verfasser dieses Buches hat schon seit etwa zehn Jahren die hochtransformierten hochfrequenten Wechselströme zum Studium elektrischer Gasentladungen mit Vorteil verwendet (vgl. z. B. seine Arbeit darüber in Wiedemann's Annalen der Physik und Chemie **65**, 761, 1898), nachdem schon vorher N. Tesla die gewaltigsten Entladungseffekte auf diesem Wege erzeugt hatte. In neuester Zeit ist von verschiedenen Seiten die Wichtigkeit des Wechsel-

strombetriebes bei Induktorien wieder mit Nachdruck betont worden (z. B. von W. Wien und von B. Walther).

Hat man nicht hochfrequenten primären Wechselstrom zur Verfügung, sondern ist nur eine Gleichspannungsquelle, etwa eine Akkumulatorenbatterie oder Zentralenspannung verwendbar, so muß man den in der Primärspirale entstehenden Gleichstrom zerschneiden, unterbrechen. Dabei kommt es darauf an, daß die Unterbrechung möglichst rasch und möglichst vollkommen erfolge, und zur Erzielung hoher Sekundärleistungen, daß das Schließen und Öffnen pro Sekunde möglichst häufig bewerkstelligt werde. Diese Stromunterbrechung kann in zweierlei Weise geschehen: mechanisch und durch Vermittelung elektrolytischer Prozesse.

a) Mechanische Stromunterbrecher. Wir hatten im Unterbrechungsrade und im Disjunktor bereits in § 171 S. 291 u. 292 Vorrichtungen kennen gelernt, mit Hilfe deren ein Strom rasch und oft mechanisch unterbrochen und wieder geschlossen werden kann. Bei Dauerbetrieb muß man dieselben durch einen Motor, am besten Elektromotor, betreiben, wobei man denselben direkt mit von der Batterie aus, also in Parallelschaltung zur Primärspirale betreiben kann. Man hat aber auch Einrichtungen getroffen, durch die das mechanische Schließen und Öffnen automatisch durch die in dem Induktorium sich abspielenden Prozesse selbst besorgt wird. Hierzu kann der Wagner'sche oder Neef'sche Hammer (vgl. § 136 S. 212) dienen (Hammerunterbrechung). Das von der Feder getragene eiserne Ankerstück steht zweckmäßig vor dem Eisenkerne des Induktoriums, in der Ruhelage sich gegen den Platinkontaktstift lehnend. Durch diesen wird der Strom der Feder zugeführt, von der er durch die Primärspirale zur Batterie zurückläuft. Beim Magnetischwerden des Eisenkernes wird der Anker angezogen, die Feder vom Kontaktstifte abgebogen und der Strom unterbrochen; die Feder schlägt zurück, schließt den Strom aufs neue usf. Die durch die primären Öffnungsinduktionsfunken sehr gefährdete Kontaktstelle wird am besten zwischen Platiniridiumstiften gebildet (Platinunterbrecher).

Der auf ähnlichem Prinzipe beruhende Deprez-Unterbrecher ermöglicht in der Sekunde mehr Einzelschließungen und Öffnungen als der einfache Hammerunterbrecher.

Bei dem Foucault'schen Quecksilberunterbrecher wird ein an einem von einer Feder getragenen Hebel befestigter Metallstift abwechselnd in Quecksilber eingetaucht und aus diesem herausgezogen. Damit die Unterbrechung rasch vor sich geht, wird auf das Quecksilber etwas mit Wasser verdünnter Alkohol gegossen, der sich zwischen den Metallstift und das Quecksilber als trennende und isolierende Schicht dazwischen schiebt, sowie der Stift das Quecksilber verläßt. Das Hin- und Herwippen des Hebels wird durch eine automatisch wirkende Vorrichtung unterhalten, die ganz ähnlich wie das elektrische Läutewerk angeordnet und wie dieses mit einem Elektromagneten versehen ist.

Mit Hilfe einer gewöhnlichen elektrischen Klingel improvisiert man am einfachsten solch' einen automatischen Quecksilberunterbrecher, indem man den Klöppel durch den Kontaktstift ersetzt, der in ein kleines Quecksilbernäpfchen (eiserner Fingerhut) eintaucht. Kleine Induktorien unterbricht man sehr rasch und regelmäßig, indem man auf eine unter dem Eisenkerne des Induktionsapparates ausgespannte Stahlsaite einen kleinen Kontaktstift lötet, der in Quecksilber eintaucht (Saitenunterbrecher); diese Anordnung empfiehlt sich namentlich, wenn das Induktorium Wechselströme liefern soll, wie sie z. B. bei der F. Kohlrausch'schen Methode zur Bestimmung der Leitfähigkeit von Elektrolyten verwendet werden. Ferner können automatisch auf elektromagnetischem Wege erregte Stimmgabeln mit Kontaktstiften versehen und zur Stromunterbrechung verwendet werden (Stimmgabelunterbrecher).

Bei dem Betriebe großer Induktorien und namentlich in der Röntgentechnik braucht man viele und dabei doch sichere Kontakte pro Sekunde. Für derartige Zwecke hat Boas einen sog. Turbinenunterbrecher konstruiert, bei dem ein Quecksilberstrahl durch einen Motor fortwährend im Inneren eines Eisengefäßes herumgeführt wird, an dessen innerer Mantelseite eine größere Anzahl voneinander isolierter Kontaktstellen in einer Horizontalreihe angeordnet ist. Spritzt der Strahl gegen eine dieser Stellen, so ist der Strom geschlossen, er wird sofort wieder unterbrochen, sowie der Strahl weitergeht.

In allen den genannten Fällen würde der bei der Untersuchung eines nur einigermaßen starken Primärstromes unvermeidliche Öffnungsfunke den Öffnungsvorgang in sehr störender Weise verlängern. Da sich auch in der Primärspirale Extraströme (vgl. § 177 S. 304) bilden, würde außerdem die durch dieselben bewegte Elektrizität, wenn sie an der Unterbrechungsstelle die Leitung unterbrochen findet, in die Primärspirale zurückströmen und dadurch diesen raschen zeitlichen Ablauf des Öffnungsinduktionsvorganges, den man herbeiführen will (vgl. S. 299), ebenfalls hindern. Man muß daher darauf bedacht sein, die nach der eigentlichen Stromunterbrechung noch nach der Unterbrechungsstelle hinströmende Elektrizität gewissermaßen in ein Gefäß abzuleiten, in dem sie aufgenommen und unschädlich gemacht wird. Dies erreichte Fizeau dadurch, daß er parallel zu der Öffnungsstelle einen elektrischen Ansammlungsapparat, einen Kondensator, legte, wie ihn z. B. die bekannte Franklin'sche Tafel, oder die Leydner Flasche darstellt; je ein Beleg wird an eine Seite der Unterbrechungsstelle angelegt. Die nach Stromunterbrechung noch nachstürzenden Elektrizitäten gehen in den Kondensator hinein und binden sich hier gegenseitig.

Man überzeugt sich leicht durch Anlegen und Fortnehmen des Kondensators, wie groß der Einfluss desselben z. B. auf die Funkenerscheinung, die der Induktionsapparat liefert, bei allen mechanischen Unterbrechern ist.

b) Elektrolytische Stromunterbrecher. Sollen höhere Betriebsspannungen, wie sie z. B. die elektrischen Zentralen liefern, und namentlich auch stärkere Ströme unterbrochen werden, so nutzen sich die mechanischen Unterbrecher zu rasch ab, weil sie selbst mit parallel geschaltetem Kondensator in diesem Falle zu stark funken würden; außerdem geben sie im allgemeinen nur geringe Frequenzen, d. h. zu wenige Unterbrechungen pro Sekunde. Von diesem Nachteile frei sind die zuerst von Wehnelt eingeführten elektrolytischen Unterbrecher. Bei dem Wehnelt-Unterbrecher wird in eine,

verdünnte Schwefelsäure (sog. Akkumulatorensäure) enthaltende, Zelle aus Glas oder Porzellan eine mit dem negativen Pole der Batterie verbundene größere Bleiplatte (als „Kathode") und eine Platindrahtspitze eingetaucht, welch' letztere mit dem positiven Pole verbunden ist (also als „Anode" funktioniert); dieselbe ist unten in einen dicken Bleidraht eingesetzt, der ebenso wie die Platinspitze von einer Glas-, Hartgummi- oder am besten einer Porzellanröhre, die sich nach unten zu konisch verjüngt, umhüllt wird. Damit man der aus der Umhüllung herausragenden Platindrahtspitze verschiedene Länge geben kann, ist die ganze Zuleitung mittels einer auf der Hülle aufsitzenden Hartgummischraube regulierbar. Wird nun die Zelle (ohne Kondensator) mit der Primärspirale des Induktoriums in Serie an die Batterieklemmen angeschlossen, so kann man es durch Einregulierung der herausragenden Spitzenlänge leicht erreichen, daß unter prasselndem Geräusche der Unterbrecher, wie man sich ausdrückt, „anspricht", d. h. den Strom abwechselnd schließt und öffnet.

Der Vorgang, der sich dabei abspielt, kann etwa wie folgt gedeutet werden: An der einen sehr kleinen Querschnitt bietenden Anode findet eine starke Stromverdichtung und damit eine große Erhitzung statt; der Elektrolyt verdampft dadurch zum Teil. Sowie sich um die Platinspitze eine zusammenhängende Dampfhülle legt, ist der Strom unterbrochen. Bei dieser Stromunterbrechung bildet sich aber wie schon oben S. 306 hervorgehoben wurde, namentlich bei den größeren Induktorien, ein ziemlich kräftiger Öffnungs-Extrastrom aus, der gegen die Unterbrechungsstelle sich stürzend, die Dampfhülle wegschleudert und dem Elektrolyten das sich wieder Anlegen an den Platinstift gestattet. Dadurch wird der Strom wieder geschlossen und das Spiel beginnt von neuem. Aus dem Angeführten geht hervor, daß nicht jedes Induktorium mit jedem Elektrolytunterbrecher sofort in Gang zu bringen ist und daß namentlich für kleine Induktorien diese Art der Unterbrechung mitunter fast gänzlich versagt. Auch ist klar, daß eine höhere Gebrauchsspannung (etwa 40—250 Volt) und stärkere Ströme zur Verfügung stehen müssen, um mit diesem Unterbrecher arbeiten zu können. In jedem Falle hat eine Art Abstimmung des Unterbrechers auf den zu unterbrechenden Schließungskreis stattzufinden. Gelingt dies, so ist dieser Unterbrecher aber auch der wirksamste, da er leicht 2000 Einzelunterbrechungen pro Sekunde unter günstigen Bedingungen zu liefern imstande ist. Da wir die Wirkung des Öffnungsextrastromes in der Primärleitung bei diesem Unterbrecher benötigen, so fällt hier der Kondensator in Wegfall, was natürlich wieder ein Vorteil ist.

Ein rationell gebautes großes Induktorium gibt mit Wehnelt-Unterbrecher betrieben gewaltige elektrische Entladungserscheinungen, welche in vielen Stücken den Blitzentladungen direkt analog sind. Andere Elektrizitätsquellen, z. B. die Influenzelektrisiermaschinen, geben zwar auch hohe Spannungen, aber im allgemeinen viel geringere Elektrizitätsmengen.

Auf ähnlichem Prinzipe, wie der Wehnelt-Unterbrecher, beruhen die Diaphragmen-Unterbrecher, wie sie zuerst von H. Th. Simon, dann von Caldwell, Ruhmer und anderen angegeben worden sind. Hier wird zwischen Anode und Kathode in dem Elektrolyten eine Verengerung des Stromweges durch Einschalten eines Diaphragmas mit einer oder mehreren engen Öffnungen angebracht.

In diesen tritt infolge der großen Stromdichte ein teilweises Verdampfen des Elektrolyten ein; sperren Dampfbläschen die Öffnungen ab, so wird der Strom unterbrochen; der Öffnungsextrastrom schlägt sie mit explosionsartiger Gewalt heraus, die Leitung ist wieder hergestellt usw.

179. Der Koeffizient der wechselseitigen Induktion. — Ebenso wie bei der Magnetoinduktion ist natürlich auch bei der Elektroinduktion die in einem Stromkreise induzierte E.M.K. durch die Änderungsgeschwindigkeit des gesamten umschlossenen Induktionsflusses F bestimmt, d. h. es gilt auch hier ebenso wie in § 163 S. 275

$$E = -\varkappa \frac{dF}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48)$$

Denn es ist natürlich gleichgiltig, ob das induzierende Feld von Dauermagneten oder von einem primären Strome herrührt. In dem letzteren Falle ist die Feldkraft $\mathfrak{H}$ an jeder Stelle proportional mit i, wie bereits in § 90 S. 125 hervorgehoben wurde. Enthält nun das Feld nur Materialien, deren Permeabilität μ sich nicht mit der Feldkraft selbst ändert, für die also μ eine Konstante ist, so ist auch der gesamte Induktionsfluß $F = Q\,\mu\,\mathfrak{H}$ an jeder Stelle proportional mit i.

Wir werden im folgenden Kapitel sehen, daß Eisen und Stahl jedenfalls nicht zu diesen Feldmedien gehören; auch bei den anderen stark magnetisierbaren Metallen, die dem Eisen nahe stehen, den sog. „ferromagnetischen Elementen" ändert sich μ mit der magnetischen Beanspruchung. Sind solche Medien im Felde vorhanden, so lassen sich die folgenden Betrachtungen nicht mehr ohne weiteres anwenden. Dieselben haben daher überhaupt nur eine engbegrenzte Bedeutung. Und doch bietet die Einführung der beiden in diesen und dem folgenden Paragraphen einzuführenden Größen M und L für manche Betrachtungen gewisse Vorteile. Wenn daher auch der Ingenieur bei der Berechnung und Konstruktion von Dynamomaschinen und Transformatoren ihrer vollständig entraten kann, so spielen sie doch bei Telegraphen- und Telephonanlagen noch eine gewisse Rolle, weshalb sie hier Erwähnung finden sollen.

In einem Felde, dessen Medien alle der genannten Bedingung entsprechen, sei ein primärer Stromkreis I gegeben; die einzelnen in ihm vorkommenden Stromstärkewerte seien mit i_1 bezeichnet; ferner sei ein zweiter, sekundärer Kreis in dem Felde befindlich; alle auf diesen sich beziehenden Größen mögen durch den Index 2 ausgezeichnet werden. Von den von I bei einer beliebigen Stromstärke i_1 ausgehenden Kraftlinien wird auch ein gewisser Betrag durch den Stromkreis II hindurchgehen. Der gesamte von II umfaßte Induktionsfluß F_2 muß dann ebenfalls proportional mit i_1 sein. Wir wollen setzen:

$$F_2 = M_{12} \cdot i_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48\,a)$$

Der Koeffizient M_{12} wird von der Größe und Gestalt beider Stromkreise abhängen, von ihrer gegenseitigen Lage und Entfernung, von der Windungszahl z_2 von II und endlich von der Verteilung der Feldmedien mit ihrer verschiedenen Permeabilität zwischen und in I und II.

Wenn im Stromkreise II ein Strom von der Stärke i_2 zirkuliert, so wird von den von II ausgehenden Kraftlinien ein gewisser Betrag auch durch die Leiterbahn I hindurchgehen; dieser Betrag ist jedenfalls ebenso wie der Induktionsfluß an jeder Stelle proportional mit i_2. Wir wollen den gesamten in diesem Falle durch I hindurchgehenden Induktionsfluß mit F_1 bezeichnen und setzen

$$F_1 = M_{21} \cdot i_2 , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48\,b)$$

wo der Proportionalitätsfaktor von dem in Formel (48a) verwendeten durch die Umstellung der Indices unterschieden ist. Es läßt sich aber leicht zeigen, daß die beiden Koeffizienten M_{12} und M_{21} einander gleich sein müssen, so daß wir die Indexunterscheidung überhaupt weglassen können.

Um dies einzusehen, brauchen wir nur an das in § 167 S. 284 über die elektromagnetische Eigenenergie eines Stromfeldes Gesagte anzuknüpfen. Es seien beide Ströme i_1 und i_2 gleichzeitig vorhanden. Dann liegt ein Feld vor, dessen Stärke an jeder Stelle nach § 113 S. 165 proportional mit $i_1 \times i_2$ ist, und dessen Energie nach § 167 S. 284 durch Formel (46b) leicht für jeden der beiden Stromkreise angegeben werden kann. Betrachten wir zunächst den Strom i_1 in dem von i_2 erzeugten Felde. Nach Formel (46b) und (48b) ist die durch I angezeigte Energie

$$F_1 \times i_1 = M_{21} \cdot i_2 \times i_1 ;$$

durch II wird die Feldenergie auf

$$F_2 \times i_2 = M_{12} \cdot i_1 \times i_2 \text{ Erg}$$

bewertet. Es ist aber beidemale dieselbe Energie, deren Wert wir hier aufgezeichnet haben, eben die Energie des gemeinsamen zweiachsigen Stromfeldes. Daher muß

$$F_1 \times i_1 = F_2 \times i_2 , \text{ oder } M_{21} = M_{12} = M$$

sein.

Es bezeichnet also nach (48a) und (48b) M die Gesamtzahl der Kraftlinien, welche ein Stromkreis umfaßt, wenn in dem anderen ein Strom von der Stärke $i = 1$ zirkuliert.

Bei irgend einer Änderung der Stromstärke im I. Kreise wird die Kraftlinienzahl an jeder Stelle des Feldes geändert, folglich auch der von II umschlossene gesamte Kraftfluß, soweit er von I herrührt. Dabei wird aber in II eine E.M.K. induziert, die nach der obigen Formel (48) gleich sein muß:

$$E_2 = - M \frac{d\,i_1}{d\,t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (49\,a)$$

Ganz analog wird bei einer Stromstärkeänderung in II im Kreise I die E.M.K. induziert:

$$E_1 = - M \frac{d\,i_2}{d\,t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (49\,b)$$

Der Koeffizient M bestimmt also für die Gesamtheit der Windungen die E.M.K., welche induziert wird, wenn sich in dem induzierenden Stromkreise die Stromstärke in der Einheit der Zeit um die Stromstärkeeinheit ändert. Man bezeichnet ihn als den Koeffizienten der Induktion des einen Stromkreises auf den anderen, oder als den wechselseitigen Induktionskoeffizienten.

Seine Dimension ist nach dem Gesagten offenbar:

$$\dim M = \frac{\text{E.M.K.}}{d\,i/d\,t} = \frac{\text{cm}^{3/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-2}}{\text{cm}^{1/2}\,\text{gr}^{1/2}\,\text{sek}^{-1}/\text{sek}} = \text{cm}$$

also die einer reinen Länge.

Als praktische Einheit des Induktionskoeffizienten wird man diejenige anzusehen haben, bei welcher in einer Windung einer induzierten Strombahn ein Volt Spannungsdifferenz dadurch erzeugt wird, daß in der induzierenden Bahn die Stromstärke um 1 Ampère in der Sekunde variiert.

Stellt man die entsprechenden praktischen Einheiten zusammen, so erhält man für die praktische Einheit von $M: 10^8/10^{-1}$, d. h. 10^9 cm oder 1 Erdquadrant, vgl. § 154 S. 256. Das praktische Maß des Induktionskoeffizienten ist die Länge des Erdquadranten.

Für gewisse einfache Fälle kann man den Wert dieses Koeffizienten direkt angeben. Liegt wie beim Transformator § 175 S. 297 oder dem Induktorium § 177 S. 302 um eine primäre Spirale I von der Länge l, der Windungszahl Z_1 und dem Querschnitte Q eine zweite kürzere Spirale II von der Windungszahl Z_2, so gehen angenähert die in dem Inneren der primären Spirale I bei einer Permeabilität μ des umschlossenen Mediums und der absoluten Stromstärke 1 nach § 135 S. 209 in jedem Querschnitte ausgebildeten $4\pi\mu Z_1 Q/l$ Kraftlinien auch durch jede Einzelwindung der sekundären Spirale II (von der Streuung abgesehen) hindurch; das in ihr aufgewickelte Stück des sekundären Stromträgers umfasst also diese Zahl Z_2 mal, oder es ist

$$M = \frac{4\pi\mu Z_1 Z_2 Q}{l}.$$

In den meisten Fällen lassen sich die Induktionskoeffizienten freilich nicht so einfach berechnen; man ist dann auf eine empirische Auswertung angewiesen. Wir begnügen uns damit, anzudeuten, wie man durch Vergleichung mit gewissen Einheitsspiralen diese Koeffizienten für eine gegebene Spirale finden kann. Schon in § 159 S. 265 hatten wir eine Anordnung beschrieben, mit deren Hilfe es möglich ist, diesen Vergleich auszuführen. Zwei einander völlig gleiche Spiralen sind mit einer Stromquelle und einem automatischen Stromunterbrecher § 178 S. 305 zu einem Leiterkreise vereinigt. Auf diese primären Spiralen werden die zu vergleichenden als sekundäre gelegt, welche, wie die Spulen s_1 s_2, Fig. 127 S. 265, gegeneinander geschaltet sind; an Stelle des Galvanometers G wird ein Telephon § 168 S. 285 eingefügt. Wenn beim Schließen und Öffnen des Stromes Kraftlinien in den Primärspiralen ein- und auspulsieren, werden in den zu vergleichenden sekundären Spiralen Wechselströme induziert. Haben die Spiralen gleiche Induktionskoeffizienten in bezug auf die einander gleichen Primärspiralen, so werden bei demselben magnetischen Strome § 165 S. 281 gleich hohe E.M.K. induziert, die Ströme in ihnen heben sich gegeneinander auf, das Telephon schweigt. Es tönt, sowie der Induktionskoeffizient einer Spirale größer ist, denn dann kompensieren sich die E.M.K. nicht mehr vollkommen.

Die primären Spiralen mit ihrer wechselnden Kraftlinienzahl sind hier an die Stelle des hin- und herbewegten Hufeisenmagneten NJS des § 159 S. 265 getreten. Diese Methode der Vergleichung der Intensitätsfaktoren der elektrischen Energie, der E.M.K. und damit der Induktionskoeffizienten, ist eine sehr empfindliche.

180. Der Koeffizient der Selbstinduktion. — Wenn durch einen Strom von der Stärke i innerhalb einer Stromspule oder Stromspirale ein Kraftfeld erzeugt wird, so werden die Kraftlinien desselben durch die einzelnen Windungen selbst umfaßt. Erleidet der Strom eine Änderung seiner Stärke, so ändert sich der von jeder einzelnen Windung umfaßte gesamte Induktionsfluß. Dadurch muß aber in jeder Windung eine E.M.K. auftreten. Also dadurch, daß in einer Strombahn die Stromstärke variiert, muß in dieser Bahn selbst schon eine Induktion: die Selbstinduktion auftreten.

In der Tat führten wir bereits in § 177 S. 304 die Bildung der Öffnungsextraströme auf eine Selbstinduktion im Inneren der Spiralen zurück und berechneten noch früher in § 167 S. 284 die durch das bloße Vorhandensein eines Stromes in dessen Felde angesammelte elektromagnetische Energie mit Rücksicht auf diese nie fehlende Erscheinung.

Im ganzen Felde, also auch innerhalb der Strombahn selbst ist die Feldstärke proportional mit der Stromstärke i. Ist bei allen Feldmedien die Permeabilität μ von der magnetischen Beanspruchung unabhängig, so ist auch der gesamte Induktionsfluß proportional mit i und damit auch die von jeder einzelnen Windung und somit auch die von allen Windungen umschlossene gesamte Kraftlinienzahl F. Wir wollen in diesem Falle setzen:

$$F = L \cdot i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (50)$$

Die oben im vorigen Paragraphen S. 308 bei der Einführung von M hervorgehobenen Beschränkungen gelten also auch für den vorliegenden Fall; denn wenn, wie es bei allen starkmagnetischen Materialien tatsächlich der Fall ist, μ nicht mehr eine Konstante, sondern eine mit der Feldstärke selbst wechselnde Zahl ist (vgl. das folgende Kapitel), so ist eben F nicht mehr proportional mit i, sondern hängt wesentlich auch von dem Werte von μ ab.

Die durch die Selbstinduktion bedingte E.M.K. in der gesamten Strombahn ist also:

$$E = -L\frac{di}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

Aus dieser Gleichung folgt für L dieselbe Dimension (cm) wie oben S. 309 für M und die gleiche praktische Einheit: der „Erdquadrant". Man hat für den Koeffizienten der Selbstinduktion auch die Bezeichnung: „Induktanz" in Vorschlag gebracht und als praktisches Maß derselben das Henry:

1 Henry = 1 Erdquadrant (10^9 cm) Induktanz.

Ein Stromkreis hat also einen Selbstinduktionskoeffizienten von 1 Henry, wenn in ihm die Zunahme der Stromstärke um 1 Ampère in jeder Sekunde eine E.M.K. der Selbstinduktion von 1 Volt zur Folge hat.

Für das Innere einer Spirale von der Länge l und der gesamten Windungszahl Z ist nach § 128 S. 197 $\mathfrak{H} = \frac{4\pi Z}{l} \cdot i$, wenn die Stromstärke i in absoluten E.M.Einheiten gemessen wird. Ist also Q der Querschnitt der Spirale, so gehen durch ihr homogenes Innere an jeder Stelle $\frac{4\pi ZQ}{l} \cdot i$ Kraftlinien hindurch; jede einzelne der Z-Windungen umschließt diese Anzahl, sofern wir von der Streuung an den Enden absehen. Die gesamte von dem zur Spirale aufgewickelten Teile der Strombahn umschlossene Kraftlinienzahl ist also $\frac{4\pi Z^2 Q}{l} \cdot i$. Ist das ganze Innere mit einem Medium von der Permeabilität μ erfüllt, so erhöht sich dieser Betrag auf das μ-fache, so daß wir erhalten

$$F = \frac{4\pi\mu Z^2 Q}{l} \cdot i.$$

Hier ist also $L = 4\pi\mu Z^2 Q/l$.

Man sieht, auch L hängt (ebenso wie M) von der geometrischen Beschaffenheit des Leiters und der Natur des Feldmediums ab.

Zur Vergleichung zweier Induktanzen kann man die bereits im vorigen § S. 310 beschriebene Methode verwenden; denn es ist klar, daß wenn zwei Spiralen denselben Primärspulen gegenüber bei gleichen Stromschwankungen in diesen dieselben wechselseitigen Induktionskoeffizienten M zeigen, sie auch gleiche Induktanzen den Schwankungen ihrer eigenen Ströme gegenüber aufweisen werden. Die geschilderte Methode eignet sich daher auch zur Vergleichung von Selbstinduktionskoeffizienten.

Dieses Vergleichen von Induktionskoeffizienten gestaltet sich dann ähnlich dem von Gewichten mittels der Einheiten eines Gewichtssatzes. Wie bei diesem die Gewichte bestimmte Multipla der zugrunde gelegten Einheit bilden, so stellt man sich hier ebenfalls einen ganzen Satz von Normalspulen her, deren Induktanzen bestimmte Bruchteile und Vielfache des Erdquadranten betragen. Die oben beschriebene Anordnung vertritt dann gewissermaßen die Wage, daher die Bezeichnung „Induktionswage“ (Hughes). Findet sich zu einer zu messenden Spule in dem Induktionsspulensatze keine völlig an Induktanz gleiche Rolle, so lassen genäherte Eisenkerne wenigstens erkennen, welche der beiden Spulen die größere Induktanz besitzt; denn man muß das Eisen offenbar der Spule mit kleinerer Selbstinduktion nähern, um das Telephon zum Schweigen zu bringen.

In allen Fällen, in denen die Intensität des Stromes nicht konstant bleibt, also vornehmlich während des Schließens und Öffnens, wird für den Stromverlauf die Induktanz bestimmend, welche für die ganze Leiterbahn und ihre Teile charakteristisch ist.

Die Selbstinduktion großer mit Eisen erfüllter Spulen, z. B. derjenigen von Elektromagneten kann sehr erhebliche Beträge erreichen, wodurch die in § 178 S. 306 erwähnten Öffnungsinduktionsfunken oft in bedenklicher Weise gesteigert werden. Der folgende Versuch ist in dieser Beziehung recht instruktiv: Die Pole der zur Verfügung stehenden Batterie (Zentrale) werden unter Vorlegung eines genügend kräftigen Widerstandes durch einen dicken Kupferdraht kurz geschlossen; die Stromstärke wird so reguliert, daß eine eingeschaltete Bleisicherung vollkommen intakt bleibt.

Öffnet man den Strom plötzlich, indem man etwa den Draht von einer Klemme abzieht, so bildet sich nur ein kleiner Funken oder höchstens ein schnell erlöschender kleiner Lichtbogen. Schaltet man aber in den Kreis einen großen Elektromagneten (mit offenem Eisenkreise) ein und reguliert auf die frühere Stromstärke, so bildet sich beim Abziehen des Drahtes von der Klemme ein knallender, langer Funke aus, das Kupfer wird geschmolzen und spritzt herum und die Sicherung wird meistens durchgeschlagen. Man darf also Stromkreise, die große Selbstinduktionen enthalten, niemals plötzlich öffnen, sondern muss sich mit der Stromstärke „ausschleichen“. Dies erleichtern die „Kohleausschalter“, bei denen nach Unterbrechung der metallischen Verbindung noch ein aufeinander ruhendes Bogenlampenkohlenpaar die Stromführung übernimmt; werden diese langsam voneinander abgezogen, so läßt der sich bildende Lichtbogen die Extraströmung sich noch ausgleichen, bis er endlich so lang geworden ist, daß er erlischt. Hier verbrennt nur die leicht zu ersetzende Kohle, die Metallteile des Ausschalters werden geschont.

Erinnert man sich an den in § 173 S. 294 beschriebenen Mechanismus, welcher nach der Maxwell'schen Vorstellung von den Molekularwirbeln die mechanischen Vorgänge in einem Stromfelde erläutern sollte, so erkennt man, daß dieser Extrastrom gewissermaßen aus einem Nachdauern der elementaren Bewegungen hervorgeht, geradeso, als ob den Mechanismen, welche sie ausführen, eine gewisse „Trägheit“ innewohnte.

Für manche Zwecke ist es wichtig, „induktionsfreie Wickelungen“ zu besitzen. Man legt dann gleich lange Teile der Strombahn dicht nebeneinander und wickelt diesen Doppelleiter zu einer Spirale auf; durch den gleich starken hin- und hergehenden Strom an jeder Stelle heben sich die Induktionswirkungen

auf; daß bei solchen bifilaren Wickelungen auch die magnetische Wirkung der etwa in einem Widerstandssatze vereinigten Spulen nach außen hin, die unter Umständen sehr störend werden könnte, kompensiert ist, wurde bereits S. 258 hervorgehoben.

Nach § 167 S. 284 ist die in einem Stromfelde aufgespeicherte elektromagnetische Arbeit durch $da = i \cdot dF$ bestimmt; diese Gleichung gilt ganz allgemein, gleichgiltig, ob die Permeabilität konstant oder mit der Feldstärke veränderlich ist. Ist sie letzteres nicht, so kann man also schreiben $F = Li$ und $dF = L \cdot di$, sodaß $da = L \cdot i \cdot di$ oder $A = \frac{1}{2} L I^2$ ist, wenn wir mit I den Wert bezeichnen, bis zu welchem die Stromstärke i von 0 beginnend schließlich angewachsen gedacht wird.

Legen wir die Vorstellung der Drehbewegungen längs der Kraftlinien (vergl. § 122 S. 177 und § 139 S. 220) zugrunde, so würde diese Feldenergie in der kinetischen Energie der in Wirbelbewegung versetzten Teile des Mediums bestehen. Bei der Stromentwickelung müssen die Teile des umgebenden Mediums in immer intensivere Drehbewegungen versetzt werden, und dazu ist die Arbeit A aufzuwenden. Wir wissen, daß wir die in dem Felde als kinetische Energie aufgespeicherte Arbeit zurückerhalten. Denn beim Öffnen des Stromes erzeugt das allmähliche Verschwinden der Kraftlinien einen Induktionsstrom, welcher dem verschwindenden folgt und noch nach dem Wirken der E.M.K. der Quelle das Bestehen von Magnetkraftlinien unterhält. Die von diesem Strome geleistete Arbeit ist genau gleich A. Wir bemerken wieder wie schon oben: die Eigenschaft der Selbstinduktion verleiht dem galvanischen Strome etwas, was wir bei der Bewegung molarer Massen „Trägheit" nennen würden. Die Wirbelbewegungen dauern gewissermaßen noch eine Zeitlang an, nachdem die bewegende Ursache schon zu wirken aufgehört hat.

Hat der Strom noch nicht die Stärke I erreicbt, ist er überhaupt variabel, so ist doch einem jeden Werte der Stromstärke i ein ganz bestimmter Wert der um die Strombahn herum versammelten elektromagnetischen Energie, nämlich der Wert $a = \frac{1}{2} L i^2$, eindeutig zugeordnet. Dieser Energievorrat ist also gleich dem halben Quadrate der Stromstärke multipliziert mit der Induktanz der Strombahn.

181. Die wechselseitige Induktion unter dem Bilde dicyklischer Verknüpfung: Das Dicykelmodell. — In § 122 S. 180 wurde darauf hingewiesen, daß der molekulare Mechanismus in einem Stromfelde durch eine einzige Größe bestimmbar sein müsse, welche in dem mechanischen Modelle etwa durch die Drehgeschwindigkeit q der Antriebskurbel K, Fig. 94 S. 179 gegeben ist, in dem Stromfelde aber mit der Stromstärke i selbst identisch ist. Die Geschwindigkeit v_i irgend eines Massenteilchens m_i mußte mit q selbst proportional, etwa $v_i = a_i \cdot \mathrm{q}$ sein, ebenso wie die Feldstärke $\mathfrak{H}$ an jeder Stelle des Stromfeldes proportional mit i ist. Solche Mechanismen nennt man nach dem Vorgange von H. von Helmholtz: Monocykeln. Sind zwei galvanische Ströme gleichzeitig in einem Felde vorhanden, so hängt der magnetische Zustand an irgend einer Stelle bei konstantem μ, vgl. die vorigen Paragraphen, von den beiden Stromstärken i_1 und i_2 ab.

Jeder einzelne Strom wird durch je einen Monocykel mit den Antriebsgeschwindigkeiten q_1 und q_2 repräsentiert. Das Ineinandergreifen beider Stromfelder muß daher durch einen Mechanismus dargestellt werden können, bei dem die Bewegung eines jeden Teilchens sowohl durch q_1 wie q_2 bestimmt ist. Es zeigt sich, daß

man bereits mit der einfachsten Annahme ausreicht, nämlich der, daß die Geschwindigkeit v_i irgend eines Teiles m_i der bewegten Zwischenmassen linear von q_1 und q_2 abhängt:

$$v_i = a_i q_1 + b_i q_2 .$$

Einen solchen Mechanismus nennt man einen „dicyklischen“ oder einen „Dicykel“.

H. Poincaré bezeichnet die hierdurch mögliche, rein mechanische Behandlung der Induktionsgesetze als „la vraie pensée de Maxwell“, Électricité et optique 1. Auflage I. p. 168. 1890.

Man kann eine derartige Verknüpfung etwa durch das folgende einfache Modell in genügender Allgemeinheit realisieren. Das Modell

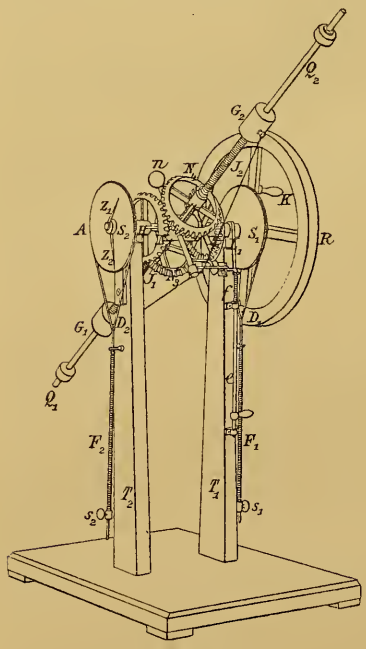


Fig. 135a.

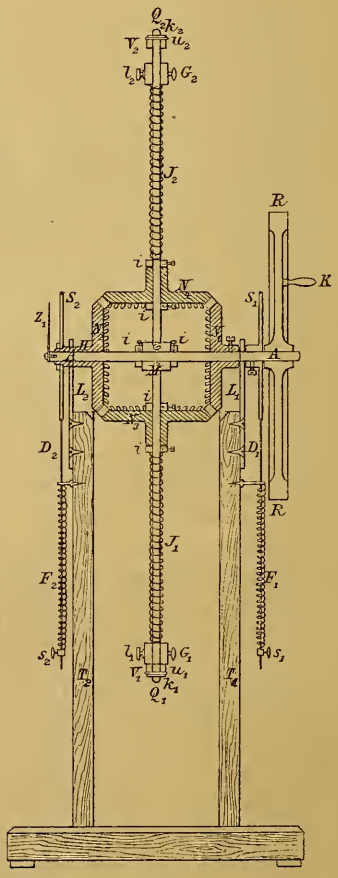


Fig. 135b.

selbst ist aus einem bereits von Maxwell konstruierten, welches im Cavendish Laboratory zu Cambridge aufbewahrt wird, hervorgegangen und stellt eine Vereinfachung eines äußerst sinnreichen Apparates dieser Art dar, welcher von Boltzmann herrührt; die beiden Cykeln, aus denen diese drei Modelle im wesentlichen bestehen, und die die induzierende und die induzierte Strombewegung darstellen, sind durch

ein Kegelradgetriebe oder sog. „Planeten- oder Satellitengetriebe“ miteinander gekoppelt.

Fig. 135 a zeigt den Apparat in perspektivischer Ansicht; Fig. 135 b ist ein vertikaler Durchschnitt desselben.

In den Lagern L_1 und L_2, Fig. 135 b, die von den Trägern T_1 und T_2 getragen werden, dreht sich die Achse A. Mit derselben sind fest verbunden: 1. das Schwungrad R, welches die Kurbel K (den Antriebspunkt) trägt; 2. die Scheibe S_1; 3. das Kegelrad N_1 und 4. der schwarze Zeiger Z_1. In den Rand der Scheibe S_1 ist eine Nut eingedreht, in welche die Drahtschleife D_1 von der Feder F_1 verschieden stark hineingezogen werden kann, je nach der durch die Stellung der Schraube s_1 bestimmten Federspannung; wir lassen D_1 zunächst nur ganz lose auf S_1 aufliegen (reibungsloser Cykel). Die Achse A und R, S_1, N_1 und Z_1 bilden zusammen den ersten Cykel.

Auf dem linken Teile der Achse A sitzt, um diese frei beweglich, die Hülse H; sie trägt: 1. das Kegelrad N_2; 2. die Scheibe S_2 mit dem auf ihr befestigten roten Zeiger Z_2. Die Scheibe S_2 ist wie S_1 mit einer Bremsvorrichtung (D_2, F_2, s_2) versehen, die wir jetzt aber nicht anziehen. Die Hülse H und N_2, S_2 und Z_2 bilden zusammen den zweiten Cykel.

Beide Cykel sind durch einen einfachen Zwischenmechanismus miteinander in Verbindung gesetzt: um die Mitte der Achse A dreht sich frei das zylindrische Stück M. An diesem sind in gegenüberliegenden Punkten die Stangen Q_1 und Q_2 befestigt, um die sich die Kegelräder N_3 bzw. N_4 drehen, welche in N_1 und N_2 eingreifen.

Durch Stellringe i, Fig. 135 b, welche auf die Achsen aufgeschraubt sind, wird bewirkt, daß die Teile M, H und die vier einander gleichen Kegelräder N sich um ihre bzw. Achsen drehen, aber nicht auf ihnen verschieben können.

Durch diese Kuppelung der beiden Cykel wird den Stäben Q eine Winkelgeschwindigkeit in bezug auf die Achse A erteilt, welche immer gleich dem arithmetischen Mittel der beiden Winkel- (cyklischen) Geschwindigkeiten $\mathfrak{q}_1$ und $\mathfrak{q}_2$ der beiden einzelnen Cykel ist.

Dies erkennt man leicht, wenn man zunächst einen der beiden Cykel, etwa das Kegelrad N_1 oder N_2 festhält und den anderen dreht; die Drehung verteilt sich zur Hälfte auf eine Drehung der Räder N_3 und N_4 um ihre Achsen, zur anderen Hälfte auf eine Drehung des ganzen Zwischenmechanismus um die Hauptachse A. Wirken gleichzeitig beide Cykel, indem der Antriebspunkt von N_1 in der Sekunde etwa um den Bogen $\mathfrak{p}_1$, der von N_2 um $\mathfrak{p}_2$ vorwärts bewegt wird, so ist das Resultat dasselbe, als wenn sich erst N_1 bei festgehaltenem N_2 um $\mathfrak{p}_1$, dann N_2 bei feststehendem N_1 um $\mathfrak{p}_2$ gedreht hätte; das Stabpaar Q_1 Q_2 dreht sich dabei demnach um $^1/_2$ $(\mathfrak{p}_1 + \mathfrak{p}_2)$ voran, seine Geschwindigkeit ist also auch bei gleichzeitiger und gleichförmiger Bewegung beider Cykel $^1/_2$ $(\mathfrak{q}_1 + \mathfrak{q}_2)$ wenn $\mathfrak{q}_1 = d\,\mathfrak{p}_1 / d\,t$ und $\mathfrak{q}_2 = d\,\mathfrak{p}_2 / d\,t$ ist. Dreht sich N_2 im entgegengesetzten Sinne wie N_1, so ist $\mathfrak{q}_2$ mit dem umgekehrten Zeichen

— in Rechnung zu setzen. In der Tat: drehen sich beide Cykel gleich schnell, aber im entgegengesetzten Sinne, so laufen die Kegelräder N_3 und N_4 an beiden gleich schnell ab und der Zwischenmechanismus bleibt stehen. Ein Punkt desselben, der um r_i cm von der Achse entfernt ist, hat also im allgemeinen die Geschwindigkeit

$$v_i = \frac{r_i}{2} q_1 + \frac{r_i}{2} q_2 ,$$

was mit der oben für Dicykelsysteme aufgestellten einfachsten Bedingung

$$v_i = a_i q_1 + b_i q_2$$

übereinstimmt; hier haben die die Art der Verknüpfung näher charakterisierenden Größen a_i und b_i demnach eine besonders einfache Bedeutung.

Auf den Stäben Q_1 und Q_2 verschieben sich die Gewichte G_1 und G_2; je nach der Stellung derselben ist das Trägheitsmoment K des Zwischenmechanismus verschieden groß. Die Anordnung ist so

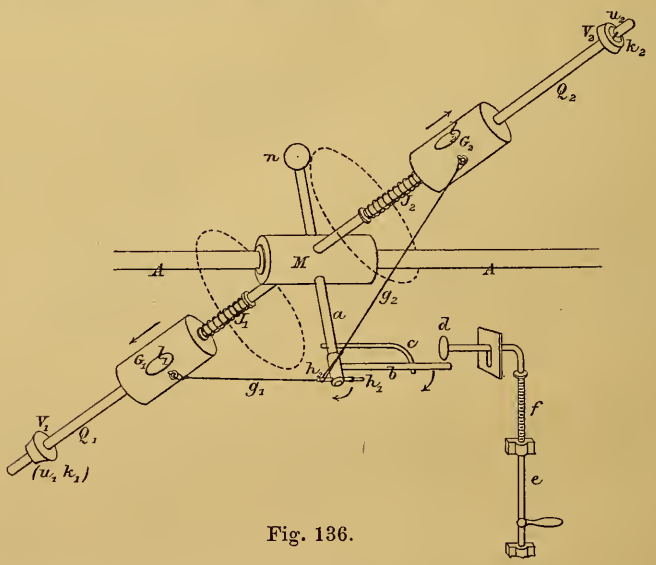


Fig. 136.

getroffen, daß man während der Drehung die Entfernung r der Gewichte von der Achse vergrößern oder verkleinern und damit das Trägheitsmoment K verändern kann

a) Um r während der Drehung *vergrößern* zu können, werden auf die Stäbe Q_1 und Q_2 die Federn J_1 und J_2 geschoben (vgl. Fig. 136, in der der mittlere Teil des Apparates noch einmal besonders abgebildet ist; die um Q_1 und Q_2 drehbaren Kegelräder N_3 und N_4 sind nur durch punktierte Linien angedeutet), dann die Gewichte G_1 und G_2, die mit Schrauben und Ösen versehen sind, zuletzt die Gummipolster V_1 und V_2, die sich gegen die Unterlegscheiben u_1 und u_2 mit dahinter durch die Stäbe Q_1 und Q_2 gesteckten Stiften k_1 und k_2 legen.

Um das Ende des in M befestigten zu Q_1 und Q_2 senkrecht stehenden Stabes a dreht sich der Hebel b mit den Stiften h_1 und h_2. Man schiebt die Gewichte möglichst nahe an die Achse A heran, indem man die Federn J_1 und J_2 zusammendrückt, schraubt sie fest, hängt die mit Haken und Schleifen versehenen Schnüre g_1 und g_2 mit ihren Haken in die Ösen der Gewichte und schiebt die Schleifen derselben über die Stifte h_1 und h_2. Legt man dann den Hebel b hinter den mit a fest verbundenen Arm c, so kann man die Klemmschrauben der Gewichte lösen, ohne daß sie sich von ihren Orten auf den Stäben Q_1 und Q_2 entfernen.

Die Gewichte werden frei und durch die Federn J_1 und J_2 nach außen getrieben, sowie man gegen die nach oben treibende Feder f die am Träger T_1 (Fig. 135a) bewegliche Stange e und damit die Scheibe d nach unten zieht; denn dadurch wird b etwas nach unten gedrückt und gleitet von dem Ende des haltenden Stabes c ab. Die Auslösung erfolgt, gleichgültig in welchem Sinne man dreht.

b) Soll r während der Drehung *verkleinert* werden, so nimmt man die Stifte k_1 und k_2 aus den Stangen Q_1 und Q_2 heraus, nimmt V, G und J ab, schiebt zunächst die Gummipolster V auf die Stäbe, dann die Gewichte G, von denen man die Schnüre entfernt, schließlich die Federn J und hält diese auf den Stangen durch die Unterlegscheiben u fest, hinter denen man die Stifte k wieder einschiebt. Man drückt die Federn J zusammen und schraubt die Gewichte in möglichst großer Entfernung von der Achse A auf den Stäben Q fest. Um sie hier auch zu erhalten, nachdem man die Schrauben gelöst hat, sind an den Gewichten die etwas ausgestochenen Lager l_1 und l_2 (Fig. 136) befestigt. Zwischen ihre beiden Platten werden kleine Holzstäbchen gesteckt, die sich mit ihren anderen Enden gegen die Stifte h_1 und h_2 der Auslösevorrichtung stemmen. Wird durch Ziehen an e (Fig. 136) die Scheibe d heruntergedrückt, so fliegen die Holzstäbchen heraus, wenn der Arm b bei der Drehung an die Scheibe d kommt, und die Gewichte werden durch die Federn nach innen getrieben.

Die in den Figg. 135 und 136 sichtbare kleine Kugel n dient zur Ausbalancierung.

Wie ein Stromkreis einen anderen bei Änderung seiner eigenen Stromstärke beeinflußt (vgl. § 171 S. 290), so reagiert jeder Cykel auf eine Geschwindigkeitsänderung im anderen. Man bemerkt, daß beim Angehen bei Vermehrung der Drehgeschwindigkeit im primären ersten Cykel der zweite rückwärts läuft, was offenbar dem entgegengesetzt gerichteten Induktionsstrome bei der primären Stromschließung und Verstärkung entspricht. Hat der induzierende Cykel erst einmal eine konstante Rotationsgeschwindigkeit angenommen, so steht der induzierte still (der induzierte Stromkreis ist stromlos (vgl. § 172 S. 293); bremst man die Bewegung des ersten Cykels oder hält man ihn ganz an, so geht der zweite im gleichen Sinne voran (gleichgerichteter

Öffnungsinduktionsstrom). Vermehrt man während konstanter Drehung des ersten Cykels (also still stehendem zweiten) das Trägheitsmoment des Zwischenmechanismus, so antwortet der zweite mit einer rückgängigen Bewegung. Dies entspricht der Vermehrung der magnetischen Intensität im Zwischenfelde etwa durch Annähern der beiden auf einander induzierenden Stromkreise oder durch Dazwischenbringen von Eisenmassen, also Erhöhung der Permeabilität (vgl. S. 291). Umgekehrt ruft beim Hineinschnellen der Gewichte die damit verbundene Verminderung des Trägheitsmomentes einen gleichgerichteten Induktionseffekt wie beim Entfernen der Spiralen hervor.

Elftes Kapitel.

Der magnetische Kreis.

Die Einwirkung eines magnetischen Feldes auf die verschiedenen Substanzen ist bereits mehrfach berührt worden. So wurde in § 2 S. 4 hervorgehoben, daß man zwischen „stark-“ und „schwachmagnetischen“ Körpern zu unterscheiden habe und in § 137 S. 213 näher ausgeführt, daß man allen Materialien die Eigenschaft, magnetisiert zu werden, zuschreiben müsse. Wir haben auch schon in der magnetischen Permeabilität μ in § 15 S. 11, § 36 S. 38 und § 46 S. 51 eine Größe kennen gelernt, welche für das magnetische Verhalten der verschiedenen Körper in hervorragender Weise charakteristisch ist. Wir wollen aber jetzt die Beziehung zwischen der magnetischen Kraft, d. h. der Feldstärke $\mathfrak{H}$, § 49 S. 56, und der durch sie in einem Materiale, namentlich den verschiedenen Eisensorten, und damit den „ferromagnetischen“ Substanzen überhaupt hervorgerufenen Magnetisierungen genauer ins Auge fassen und dabei zugleich die Einzelheiten des Magnetisierungsprozesses selbst eingehender betrachten. Dabei werden Erscheinungen, auf die wir ebenfalls gelegentlich schon hingewiesen haben, wie z. B. diejenige der „Remanenz“ (vgl. § 19 S. 15), auf der die Herstellbarkeit von Dauermagneten beruhte, eine genauere quantitative Erläuterung erfahren.

Vor allem wollen wir aber in diesem Kapitel eine Betrachtungsweise einführen, die sowohl in wissenschaftlicher Hinsicht, wie namentlich in technischer Beziehung, z. B. bei der Berechnung und Konstruktion der Dynamomaschinen, Transformatoren usw. eine außerordentlich große Bedeutung gewonnen hat. Bisher haben wir immer nur die magnetische Kraft an einer bestimmten Stelle des Feldes ins Auge gefaßt. Wir sahen z. B. daß, wenn an irgend einer Stelle im Vakuum, unserem Bezugsmedium, die Feldkraft $\mathfrak{H}$ herrscht, wobei wir uns $\mathfrak{H}$ Kraftlinien durch die Flächeneinheit in senkrechter Richtung hindurchtretend dachten, und an diese Stelle ein Medium von der Permeabilität μ gebracht wird, daß dann eine Verdichtung des Kraftlinienstromes eintritt, dergestalt, daß nun $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ Kraftlinien an dieser Stelle durch die Flächeneinheit gehen (§ 52 S. 61), wo $\mathfrak{B}$ die sog. magnetische Induktion ist. Wir können aber auch den gesamten Kraftlinienstrom, der, wie wiederholt schon hervorgehoben wurde, allezeit ein geschlossener, in sich zurücklaufender ist, als

Ganzes ins Auge fassen, und gelangen dann zu einer Vorstellung, welche zuerst von J. und E. Hopkinson sowie von G. Kapp eingeführt worden ist, zu der Vorstellung vom „Magnetischen Kreise". Es wird sich zeigen, daß diese Betrachtungsweise die höhere und allgemeinere ist, welche die bisher beschriebenen magnetischen Gebilde als Sonderfälle mit umfaßt.

Auf diese allgemeinere Bedeutung der „Kreisvorstellungen" wurde schon auf S. 3 hingewiesen; daselbst wurden aber auch schon die Gründe namhaft gemacht, welche den Verfasser veranlaßt haben, dieselben erst später zu entwickeln. Namentlich sollte durch die vorangehende Behandlung der Induktionsvorgänge zuerst die Möglichkeit gewonnen werden, eine der wichtigsten Methoden zum Studium magnetischer Kreise, die ballistische Methode, kennen zu lernen. Es sollen an dem einfachsten Beispiele des vollkommen geschlossenen magnetischen Kreises zunächst mittels der ballistischen Methode die grundlegenden Beziehungen zwischen magnetisierender Kraft und Magnetisierung erläutert werden; dann erst soll zu den nicht völlig eisengeschlossenen Kreisen und der Formulierung der magnetischen Hauptgleichung geschritten werden. Hier finden dann auch die Erscheinungen der magnetischen Hysteresis sowie der Magnetisierungsarbeit eine eingehendere Würdigung, auf welch' letztere gelegentlich schon früher (vgl. z. B. § 38 S. 43) hingewiesen wurde. Der Natur der Sache nach können in diesem Buche nur die Grundlagen der neuen Lehre auseinandergesetzt werden; der Leser, der tiefer in die hier angedeuteten Gegenstände einzudringen wünscht, findet in den folgenden trefflichen zusammenfassenden Darstellungen weitere Belehrung: J. A. Ewing, Magnetische Induktion in Eisen und verwandten Metallen, deutsch von L. Holborn und St. Lindeck (Springer 1892); H. du Bois, Magnetische Kreise, deren Theorie und Anwendung (Springer 1894), C. Heinke, Der Ferromagnetismus, in dem mehrerwähnten großen Handbuche der Elektrotechnik, I. Bd., 2. Abteilung, 5. Abschnitt (Hirzel 1904).

182. Beziehung zwischen der magnetisierenden Kraft und der durch sie hervorgerufenen magnetischen Induktion. — Gegeben sei ein geschlossener, gleichmäßig bewickelter Ring aus weichem Eisen. Zweckmäßig wählt man denselben von flachem Querschnitte, wie ihn die Fig. 116 S. 210 darstellt; alsdann kann man nämlich nach § 135 S. 210 annehmen, daß die durch einen durch seine Bewickelung geschickten Strom in ihm hervorgebrachte Magnetisierung über den ganzen Eisenquerschnitt von der Größe Q gleichmäßig verteilt ist. Die magnetisierende Kraft im Ringinneren ist nach § 128 S. 197 durch die Ampèrewindungszahl pro Längeneinheit bestimmt, dergestalt, daß $\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10}$ A.W./cm ist, d. h. wenn Z die Gesamtzahl der gleichmäßig über den ganzen Ring verteilten Windungen, l die Gesamtlänge des Eisenweges ist, und die Stromstärke I in Ampères gemessen wird,

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10}\frac{Z}{l} \cdot I \text{ ist.}$$

Das Linienintegral der magnetischen Kraft, d. h. nach § 98 S. 137 die Summe aller einzelnen Längenelemente, jedes multipliziert mit der in seine Richtung fallenden magnetischen Kraftkomponente, diese Summe einmal durch alle Windungen des Ringes hindurch genommen, beträgt nach § 128 S. 198 $\frac{4\pi}{10} Z I = 1{,}2566\, Z I$, wobei der Faktor $4\pi/10 = 1{,}2566$ angenähert gleich $10/8$ gesetzt werden kann.

Ist die Permeabilität des Ringmateriales μ, so ist die magnetische Induktion in ihm $\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$, und die gesamte durch seinen Querschnitt gehende Kraftlinienzahl, sein gesamter magnetischer Induktionsfluß beträgt nach § 135 S. 209

$$F = Q\,\mathfrak{B} = Q\,\mu\,\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10}\,\mu\,Q\,\text{A.W./cm},$$

so daß $\mathfrak{B}$ jederzeit gegeben ist, wenn F bekannt ist: $\mathfrak{B} = F/Q$. Die Ringwickelung sei an eine Akkumulatorenbatterie angeschlossen unter Zwischenschaltung eines größeren Regulierwiderstandes, etwa eines Kurbelrheostaten, eines Kommutators und eines gut geeichten Ampèremeters, § 132 S. 202.

Sollte der Ring schon vorher zu magnetischen Untersuchungen gedient haben, so muß man ihn zunächst nach Möglichkeit entmagnetisieren. Dazu beschickt man ihn mit dem kräftigsten Strome, den man zur Verfügung hat, und schwächt diesen Strom ganz allmählich bis zu dem Werte Null unter fortwährendem raschen Kommutieren ab. Dadurch wird der Eigenmagnetismus des Ringmateriales allmählich vollständig zerstört und der Ring selbst in seinen innersten Partien magnetisch vollkommen neutral gemacht.

Über den Ring wickelt man eine enganliegende Induktionsspirale, welche man an das nach § 163 S. 277 auf „Kraftlinien geeichte" ballistische Galvanometer anschließt. Man wählt die Zahl der Windungen zweckmäßig ebenso groß, wie bei jener auf ein Glasrohr gewickelten Induktionsspirale, mit deren Hilfe man das Galvanometer geeicht hat, und aus derselben biegsamen Leitungsschnur. Alsdann gibt ein beobachteter Ausschlag von der Größe A nach S. 287 unmittelbar die in dem Spuleninneren hinzugekommene oder verschwundene Kraftlinienzahl F. Liegt die Induktionsspirale eng auf dem Ringe auf, so kann man annehmen, daß auch sie die Fläche Q umspannt, und aus F und Q berechnet man dann die in dem Ringinneren sich vorfindende magnetische Induktion $\mathfrak{B} = F/Q$. Bei den Beobachtungen schaltet man in den Induktionskreis noch zweckmäßig die S. 267 erwähnte kleine Dämpfungsspule mit ein, um das Galvanometer nach jedem Ausschlage rasch wieder beruhigen zu können.

Wir stellen nun den folgenden Versuch an (vergl. auch § 169 S. 287):

Der Rheostat wird so gestellt, daß nur ein schwacher Strom entstehen kann; man schließt diesen; das Galvanometer zeigt einen bestimmten ballistischen Ausschlag A_1 an, aus dem wir auf die Anzahl Kraftlinien schließen können, welche der magnetisierende Strom von der am Ampèremeter abgelesenen Stärke I_1 in dem Ringe hervorgerufen hat. Wir berechnen einerseits $\mathfrak{H}_1$, andererseits $\mathfrak{B}_1$ nach den soeben rekapitulierten Formeln. Nach Beruhigung des Galvanometers, wobei dasselbe vollkommen zur Ruhelage zurückkehrt, rücken wir am Kurbelrheostaten, so daß die Stromstärke von I_1 auf I_2 springt; das Galvanometer beantwortet die hierdurch im Ringe eintretende Vermehrung der Kraftlinienzahl wiederum durch einen neuen Ausschlag: A_2, aus dem die Zahl der pro cm² jetzt hinzugetretenen Kraftlinien wie oben angegeben ebenfalls wieder berechnet

wird. Addiert man diese Zahl zu $\mathfrak{B}_1$, so erhält man die Induktion $\mathfrak{B}_2$, die nun in dem Ringmateriale herrscht und die der aus I_2 sich ergebenden Feldstärke $\mathfrak{H}_2$ entspricht. So fährt man fort. Durch stufenweise Änderung der Stromstärke geht man zu immer höheren magnetisierenden Kräften $\mathfrak{H}$ über und berechnet die auf jeder Stufe neu hinzutretende Kraftlinienzahl. Die ganze in irgend einem Stadium des Magnetisierungsprozesses vorhandene magnetische Induktion ist dann offenbar durch die Summe der erhaltenen Einzelbeträge bestimmt.

Man trägt die fortschreitenden Werte von $\mathfrak{H}$ als Abszissen, die zugehörigen Werte von $\mathfrak{B}$ als Ordinaten, und zwar in absolutem Maße auf. In dieser Weise ist die Fig. 137 entstanden, welche die

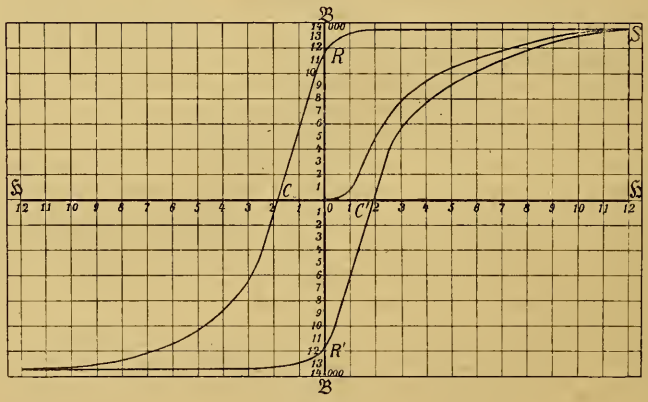


Fig. 137.

Ergebnisse eines derartigen Versuches mit einem Ringe aus weichem Schmiedeeisen darstellt; bei dem gewählten Maßstabe entspricht die Längeneinheit in der Abszissenrichtung je einer halben absoluten Einheit von $\mathfrak{H}$, in der Ordinatenrichtung je tausend absoluten Einheiten von $\mathfrak{B}$. Die einzelnen beobachteten Punkte sind hier bereits durch einen kontinuierlichen Kurvenzug miteinander verbunden, der in dem Sinne, in welchem der Magnetisierungsprozeß voranschritt, durchlaufen zu denken ist. Da durch die Vorbehandlung der Ring völlig entmagnetisiert wurde (vgl. oben S. 321), so ist für $\mathfrak{H} = 0$ auch $\mathfrak{B} = 0$ anzunehmen, d. h. die Kurve geht von dem Anfangspunkte der Koordinaten aus.

Man erkennt nun, daß bei der Magnetisierung einer zunächst vollkommen unmagnetischen Eisenmasse deutlich drei wesentlich voneinander verschiedene Stadien zu unterscheiden sind: Zunächst nimmt bei schwachen magnetisierenden Kräften die Induktion $\mathfrak{B}$ nur sehr langsam zu, die Kurve steigt sanft an. Bei stärkerer magnetischer Beanspruchung des Materiales wächst sodann $\mathfrak{B}$ sehr viel rascher, die Magnetisierungskurve steigt steil empor. In einem dritten und

letzten Stadium vollzieht sich eine weitere Ausmagnetisierung nur noch sehr langsam bei fortwährend gleichmäßig gesteigerter Feldkraft $\mathfrak{H}$, die Kurve nähert sich mehr und mehr einem Grenzwerte, die Magnetisierung einer Art von Sättigungszustand.

Das erste Stadium reicht bei der verwendeten Eisensorte etwa bis zu $\mathfrak{H} = 1{,}0$ abs. Einheiten, einer Feldkraft, welche nur etwa $\mathfrak{B} = 800$ Kraftlinien durch die Querschnittseinheit des Materiales hindurchbringt. Von $\mathfrak{H} = 1{,}0$ bis $\mathfrak{H} = 3{,}0$ steigt $\mathfrak{B}$ rasch an, so daß bei der letztgenannten Feldkraft die Magnetisierung mit $\mathfrak{B} = 7800$ bereits den 9,8 fachen Wert angenommen hat. Etwa von $\mathfrak{H} = 3{,}0$ Einheiten an kann der dem Eisen einverleibte Magnetismus nur noch schwer gesteigert werden, das Material wird mehr und mehr ausmagnetisiert, die Molekularmagnete sind fast alle bereits ausgerichtet (vgl. § 38 S. 42). Erhöht man auch die magnetisierende Kraft von 3 auf 12 Einheiten, also im Verhältnisse von 1 zu 4, so wächst die Magnetisierung doch nur von 7800 auf 13400, also im Verhältnisse von 1 zu 1,72.

Der genannte Höchstwert $\mathfrak{B} = 13400$ Kraftlinien pro cm^2 liegt der wahren Sättigung schon ziemlich nahe; in der Figur ist er durch die Ordinate S bezeichnet.

183. Remanenz und Koerzitivkraft. — Schwächt man bei dem im vorigen Paragraphen beschriebenen Fundamentalversuche die Stromstärke von ihrem Maximalwerte, den man allmählich erreicht hatte, um einen gewissen Betrag, so erhält man wiederum einen Ausschlag am ballistischen Galvanometer; derselbe ist aber von entgegengesetzter Richtung als die bisher beobachteten Ausschläge der aufsteigenden Kurve; derselbe entspricht ja in der Tat einer Verminderung der umschlossenen Kraftlinienzahl. Berechnet man diese pro cm^2 aus dem beobachteten Ausschlage in der oben angegebenen Weise und zieht sie von dem Sättigungswerte S ab, so erhält man die jetzt noch in dem Ringe pro cm^2 vorhandene gesamte Kraftlinienzahl. Man bemerkt hierbei das sehr beachtenswerte Ergebnis, daß dieser Betrag wesentlich größer ist, als der vorhin derselben Feldstärke $\mathfrak{H}$ entsprechende Wert von $\mathfrak{B}$. Das gleiche gilt von allen folgenden Werten, die man durch sukzessives Abschwächen des Magnetisierungsstromes erhält. Trägt man auch diese neuen Werte in das Diagramm ein, so bemerkt man, daß man nicht auf demselben Wege zurückkommt, auf dem man bei dem Magnetisieren aufgestiegen ist. Es bleibt von dem einmal angenommenen höheren Magnetismus immer etwas zurück. Ja selbst wenn man den Strom schließlich ganz wieder auf den Wert 0 bringt, so entspricht jetzt dem Werte $\mathfrak{H} = 0$ nicht mehr eine Induktion $\mathfrak{B} = 0$, sondern ein ganz erheblicher Teil von $\mathfrak{B}$ bleibt in dem Materiale zurück. Man nennt speziell den Wert $\mathfrak{B} = R$, welcher dem Wiedererreichen der Magnetisierungsstärke $\mathfrak{H} = 0$ entspricht, den remanenten Magnetismus des Materiales oder seine Remanenz. Dieselbe beträgt in unserem Beispiele $R = 11800$ Einheiten, d. i. 88 Prozent der maximalen Magnetisierung S, die erreicht worden war. Sie kann in Schmiedeeisen bis zu 90 Prozent betragen, in härteren Eisensorten und namentlich in Stahl ist sie noch erheblich höher. Dieser remanente Magnetismus ist es ja, der uns

nach § 19 S. 15 die Herstellung künstlicher Dauermagnete ermöglicht.

Daß hier schon in weichem Schmiedeeisen ein so hoher Magnetismus zurückbleibt hat darin seinen Grund, daß wir ein Eisenstück ohne freie Enden, einen geschlossenen Eisenring, verwendet haben.

Mit besonderem Nachdrucke sei noch darauf hingewiesen, daß es, wie der soeben geschilderte Magnetisierungsprozeß zeigt, durchaus nicht gleichgiltig ist, ob die Magnetisierung im aufsteigenden oder im absteigenden Sinne erfolgt; in beiden Fällen erhält man ganz verschiedene Werte von $\mathfrak{B}$, zu jedem Werte von $\mathfrak{H}$ gehören im allgemeinen immer zwei Werte von $\mathfrak{B}$.

Von wie größer Bedeutung die Remanenz eines Materiales in magnetischer Hinsicht ist, braucht nicht besonders betont zu werden. Man erkennt aber auch, daß für sie nur auf dem genannten Wege ein wohldefiniertes und genau bestimmtes Maß ableitbar ist.

Will man auch den in dem Materiale remanent gebliebenen Magnetismus vernichten, so muß man die Stromrichtung kommutieren und nun die Stromstärke von Null an wachsend im umgekehrten Sinne stufenweise wieder steigern. So drückt man durch allmählich zunehmende Feldkräfte die in dem Materiale noch zurückgebliebene Induktion mehr und mehr wieder herab und steigt auf dem in der Fig. 137 von R herabführenden Kurventeile wieder bis zur Ausgangslinie, für die $\mathfrak{B} = 0$ ist, herab. Man erreicht diese aber nicht wieder in dem Punkte $\mathfrak{H} = 0$, dem Ausgangspunkte, sondern an einer viel weiter links gelegenen Stelle. Die zu derselben gehörende Feldkraft C wird um so größer sein müssen, je zäher das Material einen ihm einmal erteilten magnetischen Zustand festhält; durch die Kraft C ist das definiert und genau gemessen, was man in der älteren Literatur etwas ungenau und unbestimmt die Koerzitivkraft des Materiales genannt hat.

Sie beträgt bei unserer Eisensorte $C = 1{,}87$ Einheiten.

Steigert man die Feldkraft $\mathfrak{H}$ in dem bereits eingeschlagenen Sinne weiter, so treten wiederum neue Induktionslinien in dem Inneren auf, dieses Mal aber von entgegengesetzter Richtung. Man kann so den Ring allmählich vollkommen ummagnetisieren und auch hier die Magnetisierung der Sättigung mehr und mehr entgegenführen. Schwächt man dann die Feldkraft $\mathfrak{H}$ wieder, so bleibt schließlich bei $\mathfrak{H} = 0$ wieder ein gewisser Betrag an Magnetismus zurück; diese Remanenz R' wird im allgemeinen ebenso groß sein, wie die vorhin erhaltene, nur vom umgekehrten Richtungssinne. Um sie aufzuheben, muß man $\mathfrak{H}$ wieder bis zu einem bestimmten Betrage C', der Koerzitivkraft, steigern, um dann bei weiterer Steigerung zum ursprünglichen Sättigungsbetrage S zurück zu gelangen, aber wie man sieht, auf anderem Wege als vorher. Man gelangt nie mehr an den Ausgangspunkt $\mathfrak{H} = 0$, $\mathfrak{B} = 0$ zurück, selbst wenn man den Magnetisierungsprozeß in der beschriebenen Weise beliebig oft wiederholen wollte. Man würde dabei immer wieder eine Kurve durch-

messen, welche der in Fig. 137 dargestellten äußeren schleifenartigen Linie ähnlich ist, weil immer wieder remanenter Magnetismus übrig bleiben wird, zu dessen Überwindung ein gewisser der Koerzitivkraft entsprechender Betrag von $\mathfrak{H}$ erforderlich ist. Die Magnetisierungskurve schneidet die Ordinatenachse also immer oben und unten in Entfernungen R, die Abszissenachse links und rechts in Entfernungen C von dem Koordinatenursprung.

Man sieht also wie wichtig es war, den Ring zunächst vollkommen zu entmagnetisieren, und wie eine bereits vorhergehende, wenn auch nur schwache Magnetisierung das erhaltene Resultat abgeändert haben würde, da wir, wiewohl mit $\mathfrak{H} = 0$ beginnend, doch nicht vom Punkte $\mathfrak{B} = 0$ hätten ausgehen können.

Die zuerst nach völliger Entmagnetisierung erhaltene, vom Nullpunkte ausgehende Linie nennt man daher auch die „jungfräuliche Kurve". Im Übrigen entsteht ein sog. geschlossener „Magnetisierungscykel", vgl. w. u. in § 185. Man nennt die schleifenartige Linie Fig. 137 die „magnetische Charakteristik" des Materiales.

184. Beziehung zwischen magnetisierender Kraft und magnetischer Permeabilität. — Die Fig. 137 S. 322 stellt die Beziehung

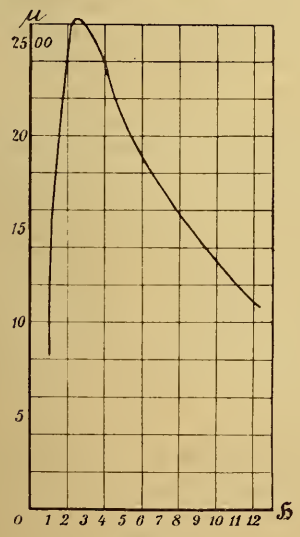


Fig. 138.

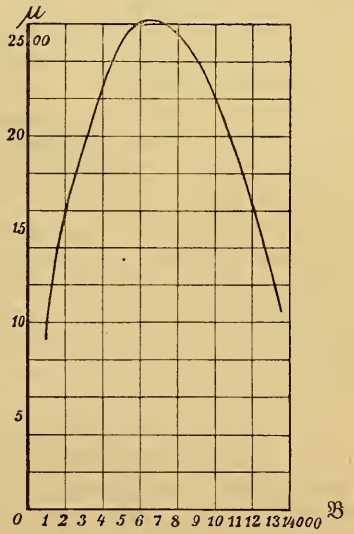


Fig. 139.

zwischen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$ graphisch für eine bestimmte Eisensorte dar; aus ihr können wir zu jedem Werte der Feldstärke $\mathfrak{H}$ die zugehörige Induktion $\mathfrak{B}$ entnehmen. Nun ist aber das Verhältnis der beiden Größen $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ nach der in § 52 S. 61 gegebenen Definition jederzeit die magnetische Permeabilität μ des Materiales. Bilden wir für die der jungfräulichen Kurve entsprechenden Wertpaare von $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ dieses Verhältnis, so können wir auch die Abhängigkeit von μ einerseits von $\mathfrak{H}$, andererseits von $\mathfrak{B}$ graphisch darstellen. Dies ist in Fig. 138 bzw. Fig. 139 geschehen.

Man sieht, daß μ durchaus keine Konstante ist — sonst müßte man schon bei Fig. 137 gerade Linien erhalten haben —, sondern daß sich der Wert der Permeabilität sehr wesentlich mit der magnetischen Beanspruchung des Materiales ändert. Bei sehr kleinen Feldstärken ist μ selbst sehr klein und kann bei weichem Eisen auf Werte von etwa 100 abs. Einheiten herabgehen. Bei nur schwach ansteigender Feldstärke $\mathfrak{H}$ wächst aber μ sofort sehr stark, so daß es z. B. in dem Falle unseres Materiales schon bei $\mathfrak{H} = 2{,}4$ Einheiten einen Maximalwert von 2620 erreicht; bei den verschiedenen Eisensorten kann μ bis 3000 anwachsen; Gußeisen gibt erheblich viel kleinere Werte (bis etwa $\mu = 700$). Bei weiterer Zunahme der magnetisierenden Kraft nimmt μ nun aber wieder ab, erst etwas schneller, dann immer langsamer; für sehr große Feldkräfte geht die Permeabilität auch des besten Eisens herunter, so daß dieses sich dann immer weniger von den nur schwach magnetisierbaren Körpern unterscheidet.

Tragen wir wie in Fig. 139 $\mathfrak{B}$ als Abszisse, μ als Ordinate auf, so erhält man ebenfalls ein Ansteigen bis zu einem Maximum (etwa bei $\mathfrak{B} = 6500$ gelegen), wenn auch nicht ein so steiles, wie im vorigen Falle, und dann wieder ein allmähliches Absinken der entsprechenden Kurve.

Für die anderen ferromagnetischen Metalle, Nickel, Mangan, Chrom und Kobalt, erhält man andere Magnetisierungskurven. Die Zusammenhänge der drei Größen $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{B}$ und μ sind nicht derartig, daß man sie durch einfache Formeln darstellen könnte. Hier haben die graphischen Methoden ihre Haupttriumphe gefeiert. Nicht nur geben die Kurvendarstellungen, wie wir sie in den Fig. 137—139 benutzt haben, einen direkten und vollständigen Überblick über den ganzen Verlauf der gesuchten Beziehungen, sondern solche Kurven lassen auch, im richtigen Maßstabe gezeichnet, für jeden Wert den gesuchten Wert der abhängigen Variablen sofort entnehmen. Untersucht man daher z. B. den sehr erheblichen Einfluß der Temperatur, ferner denjenigen mechanischer Beanspruchungen des Materiales durch Zug, Druck oder Torsion auf das magnetische Verhalten der verschiedenen Materialien, so wird man immer die gefundenen Ergebnisse durch derartige Kurvendarstellungen zur Anschauung bringen.

185. Cyklische Magnetisierungsprozesse. — Wenn wir den durch Fig. 137 dargestellten Magnetisierungsprozeß wiederholen, so werden wir im allgemeinen immer denselben Verlauf der darstellenden Kurve erhalten. Wir dachten uns dabei die Magnetisierung bis zur Sättigung gesteigert. Gehen wir wieder mit der Feldstärke herab, so werden wir dabei schließlich bis zu demselben Betrage der Remanenz R gelangen, den aufzuheben immer wieder dieselbe Feldstärke $\mathfrak{H} = C$ erfordern wird. Haben wir die Feldkraft im ursprünglichen Sinne wieder so weit gesteigert, daß die Sättigung erreicht ist, so wird für dasselbe $\mathfrak{H}$ auch $\mathfrak{B}$ wieder den gleichen Endwert erreicht haben, während ja im allgemeinen zu jedem $\mathfrak{H}$-Werte zwei Werte von $\mathfrak{B}$ gehören. Wir sind an demselben Punkte unseres Koordinatensystems angelangt, der Kurvenzug schließt sich, wir haben einen „geschlossenen“ oder sog. „cyklischen“ Magnetisierungsprozeß mit dem Materiale vorgenommen.

Solche sich schließende Prozesse brauchen aber durchaus nicht immer über den ganzen Bereich der Magnetisierung erstreckt zu werden. Denkt man sich etwa in Fig. 140 ein zunächst unmagnetisches Material ($\mathfrak{H} = 0$, $\mathfrak{B} = 0$) bis zu der durch den Punkt a bezeichneten Magnetisierung auf dem Wege 1 gebracht; der Punkt a möge auf dem steil ansteigenden Aste der Magnetisierungskurve, weit unterhalb der Sättigung liegen; der Feldkraft $\mathfrak{H}_a$ entspreche hier die Induktion $\mathfrak{B}_a$. Vermindert man $\mathfrak{H}$ alsdann, so nimmt auch die magnetische Induktion ab, aber weit langsamer als ihrem Ansteigen entsprach; die Magnetisierung zeigt das Bestreben, den erlangten Wert beizubehalten, das Material hat die Neigung, in dem einmal ihm aufgenötigten magnetischen Zustande zu verharren. Der neue Kurvenzweig 2 bleibt daher weit oberhalb des Zweiges 1 der jungfräulichen Kurve und hat zunächst nur eine sehr geringe Neigung nach unten. Vermindern wir $\mathfrak{H}$ mehr und mehr, schließlich bis zum Werte $\mathfrak{H} = 0$, so nimmt $\mathfrak{B}$ bis zu dem durch die vorhergehende Magnetisierung bestimmten Remanenzwerte r ab. Lassen wir jetzt wieder $\mathfrak{H}$ im ursprünglichen Sinne von 0 an wachsen, so bleibt auch jetzt wieder die Magnetisierung erheblich zurück; der neue Kurventeil 3 hebt sich zunächst nur sehr wenig, er bleibt unter dem vorher durchmessenen zurück, die Magnetisierung wächst zunächst viel langsamer wieder als sie unmittelbar vorher abnahm. Allmählich erhebt sie sich aber und erreicht bei der ursprünglichen Feldstärke $\mathfrak{H}_a$ wieder (sehr nahe wenigstens) denselben Wert $\mathfrak{B}_a$. Wir haben zwei sich zu einer geschlossenen Schleife zusammensetzende Kurventeile 2 und 3, welche zum Ausgangspunkte a zurückführen; durch beide ist ein cyklischer Magnetisierungsprozeß bestimmt. Es ist durchaus nicht nötig, daß bei einem solchen die Feldkraft ganz wieder zum Nullwerte zurückgeführt wird; bei b und c sind im aufsteigenden Aste der jungfräulichen Kurve cyklische Magnetisierungen angedeutet, welche nicht zu den entsprechenden eigentlichen Remanenzwerten (in dem oben S. 323 angegebenen Sinne) zurückführen. Immer zeigt sich, daß die Kurve für die aufsteigende Magnetisierung vollkommen von der für abnehmende Magnetisierung verschieden ist.

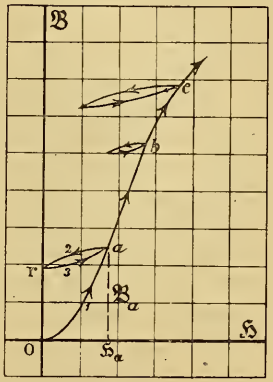


Fig. 140.

186. Magnetische Hysteresis. — Das bei cyklischen Magnetisierungsprozessen am klarsten hervortretende Bestreben der ferromagnetischen Materialien, namentlich des harten Eisens und des Stahles, bei jeder Änderung den augenblicklichen magnetischen Zustand beizubehalten, dieses Zurückbleiben der Magnetisierung hinter den Änderungen der magnetisierenden Kraft hat man mit

dem Namen der „magnetischen Hysteresis“ oder „Hysterese“ (von $\dot{\upsilon}\sigma\tau\varepsilon\rho\acute{\varepsilon}\omega$ = bleibe zurück) belegt. Sie ist u. a. auch die Ursache, daß der magnetische Zustand des Materiales von seiner „magnetischen Vorgeschichte“ abhängig ist. Vergleichen wir z. B. die verschiedenen Magnetisierungen, welche dasselbe Anwachsen der Feldstärke $\mathfrak{H}$ von 0 an um denselben Betrag $\mathfrak{H}_a$ in demselben Sinne in dem Beispiele der Fig. 140 zur Folge haben kann. War das Material vollkommen frei von Eigenmagnetismus („magnetisch jungfräulich“), so bringt dieses Anwachsen ein Emporgehen der magnetischen Induktion $\mathfrak{B}$ von $\mathfrak{B} = 0$ bis zu dem Werte $\mathfrak{B}_a$ auf dem Wege 1 hervor. Hat das Material aber bereits den Weg 1 und 2 zurückgelegt und den remanenten Magnetismus r in sich aufgespeichert, so bewirkt dieselbe Erhöhung der Feldkraft von 0 bis zum Werte $\mathfrak{H}_a$ eine bei weitem geringere Steigerung des Magnetismus, nämlich nur die von r auf $\mathfrak{B}_a$, und die Magnetisierung schreitet auf einem ganz anderen Wege, nämlich dem Kurvenstücke 3 voran. So kann es kommen, daß bei derselben magnetisierenden Kraft ganz verschiedene Werte der Magnetisierung in dem Materiale zustande kommen, je nach den magnetischen Zuständen, die dasselbe vorher durchgemacht hat. Durch die magnetisierende Kraft ist also die magnetische Beschaffenheit eines Materiales im allgemeinen noch bei weitem nicht eindeutig bestimmt; hierzu müssen wir nicht nur den augenblicklichen Wert der magnetisierenden Kraft kennen, sondern wir müssen auch wissen, auf welche Weise dieser Wert erreicht worden ist. Es genügt daher zur Festlegung der Beziehung zwischen $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ oder μ und $\mathfrak{H}$ nicht einmal, daß das zu untersuchende Probestück zu Anfang keinen Magnetismus enthält, sondern wir müssen $\mathfrak{H}$ von dem Nullwerte an fortwährend nur in einem Sinne wachsen lassen, ohne dazwischen einmal wieder von einem höheren zu einem niederen Werte überzugehen; nur dann erhalten wir verhältnismäßig einfache und klare Beziehungen.

Durch geeignete Anordnung der Teilprozesse der Magnetisierung kann man die Magnetisierungskurve innerhalb der durch Sättigung S und Koerzitivkraft C, Fig. 137 S. 322, bestimmten Grenzen durch jeden Punkt der $\mathfrak{B}$-$\mathfrak{H}$-Ebene hindurchführen, d. h. dem Materiale jeden vorgeschriebenen Wert der Magnetisierung erteilen. Ja man kann die Kurve auch noch auf sehr verschiedene Weisen in denselben Punkt einführen. Wiewohl also der Körper alsdann bei demselben $\mathfrak{H}$ denselben Wert der Induktion $\mathfrak{B}$ zeigt, ist sein magnetischer Zustand doch ein verschiedener. Dies zeigt sich sofort darin, wie er auf ein Zu- oder Abnehmen von $\mathfrak{H}$ reagiert; je nach seiner magnetischen Vorgeschichte wird sich der weitere Verlauf der Kurve in der einen oder anderen Weise gestalten, da die Hysteresis das Material veranlaßt, möglichst in dem erreichten Zustande zu verharren. So kann ein Körper, selbst wenn er nach außen hin magnetisch ganz neutral erscheint, doch Magnetismus von einem

bestimmten Richtungssinne viel leichter annehmen, als solchen von entgegengesetztem Sinne.

Diese Betrachtung lehrt u. a. auch die Bedeutung des oben S. 321 erwähnten Prozesses zur Entmagnetisierung eines Materiales kennen.

187. Energieverbrauch beim Magnetisieren. — Auf die Hysteresiserscheinungen den Blick zu lenken ist deshalb wichtig, weil sie den beim Magnetisieren eines Materiales aufzuwendenden Energiebetrag bedingen. Schon in § 38 S. 43 wurde darauf hingewiesen, daß zum Richten der Molekularmagnete eine gewisse Menge Arbeit erforderlich ist, die dann in dem entstandenen Magneten gewissermaßen aufgespeichert ist und eben sein „Magnetischsein" bedingt.

Daß bei der Magnetisierung Arbeit aufzuwenden ist, kann man sich schon auf Grund etwa der folgenden einfachen Überlegung klar machen: Der vor der horizontal liegend gedachten mit konstantem Strome beschickten Spirale WW, Fig. 109 S. 195, befindliche Eisenstab Fe sei an seinen beiden Enden e und a an zwei langen Fadenpaaren so aufgehängt, daß er sich leicht und nahezu immer in derselben horizontalen Ebene gegen die Spiralenachse hin oder von ihr weg bewegen läßt. Zunächst sei der vorher gut ausgeglühte Eisenstab weit von der Spirale entfernt. Lassen wir ihn allmählich dem Spiraleninneren immer näher und näher rücken, so leisten die an ihm angreifenden elektromagnetischen Anziehungskräfte eine Arbeit. Nachdem der Stab unmittelbar bis an die Spirale herangezogen worden ist, ziehen wir ihn wieder allmählich zurück; dabei müssen wir jetzt Arbeit leisten gegen die Zugkräfte der Kraftlinien, welche sich an das Eisenstück angeheftet haben. Unsere Arbeit ist aber auf jedem Wegelemente größer als vorher die von den Feldkräften auf denselben Strecken geleistete Arbeit; denn während das Eisenstück in dem sehr starken Felde unmittelbar vor der Spirale sich befand, ist es sehr stark durchmagnetisiert worden; infolge der Hysteresis seines Materiales behält es einen nicht unbeträchtlichen Betrag an remanentem Magnetismus zurück und wird jetzt daher durchweg entsprechend stärker angezogen als vorher auf dem Hinwege zur Spirale. Haben wir es bis zur Ausgangsstelle zurückgezogen, so haben wir mehr Arbeit aufgewendet, als vorher die elektromagnetischen Anziehungskräfte geleistet haben, dafür haben wir jetzt aber auch ein zum Teil magnetisiertes Eisenstück in Händen.

Die beim Magnetisieren aufzuwendende Arbeit lehrte E. Warburg zuerst genau berechnen. Wir werden sogleich sehen, wie nützlich sich hierbei unsere $\mathfrak{B}$-$\mathfrak{H}$-Diagramme, Fig. 137, erweisen.

Während eines in der in § 182 S. 321 geschilderten Weise ausgeführten Magnetisierungsprozesses sei bei der Magnetisierungsstärke des Spiralenfeldes von $\mathfrak{H}$ Einheiten die magnetische Induktion in dem Ringmateriale bis zu dem Betrage von $\mathfrak{B}$ Einheiten gesteigert worden, vgl. Fig. 141. Um sie weiter zu steigern, etwa um den Betrag $d\mathfrak{B}$, muß der magnetisierende Strom Arbeit leisten. Diese Arbeit wird als das Äquivalent des dem Materiale bei der Steigerung seiner Magnetisierung einzuverleibenden Energiebetrages anzusehen sein. Wir wollen diese Arbeit berechnen. In der kleinen Zeit dt wachse durch Steigerung des Magnetisierungsstromes die Induktion im Ringinneren an jeder Stelle um $d\mathfrak{B}$; dann treten zu dem bereits vorhandenen Kraftlinienstrome im ganzen $Q \cdot d\mathfrak{B}$ Kraftlinien neu hinzu, was zur Induktion einer E.M.K. Veranlassung gibt, die nach

§ 165 S. 281 gleich $-ZQ \cdot d\mathfrak{B}/dt$ zu setzen ist, da die Ringwickelung den Kern Z mal umfaßt (Z war ja die gesamte Windungszahl derselben). Diese E.M.K. stellt sich nach dem Lenz'schen Gesetze der erzeugenden Ursache, d. i. der Steigerung des Stromes entgegen, sie muß von der Batterie aus, welche den Magnetisierungsstrom speist, überwunden werden. Ist J der Mittelwert der Stromstärke während des betrachteten Teilprozesses (in Ampères), so ist hierzu nach § 151 S. 250 Formel (38b) die Arbeit aufzuwenden:

$$da = Z \cdot Q \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{dt} \cdot \frac{J}{10} \cdot dt.$$

Die Arbeit da ist als verbrauchte Arbeit negativ in Rechnung zu setzen; die beiden $-$ Zeichen heben sich beiderseitig heraus.

Man sieht zunächst, daß sich hier das von uns willkürlich eingeführte Zeitelement dt heraushebt; die zu berechnende Arbeit ist also von der Geschwindigkeit, mit der sich die Änderung der Induktion vollzieht, vollkommen unabhängig.

Multiplizieren und dividieren wir zugleich mit der Länge l des Ringes, so wird $Q \cdot l$ zum Volumen V desselben; $\frac{Z}{l}\frac{J}{10}$ ist die Zahl der Ampèrewindungen pro Längeneinheit und als solche nach § 128 S. 197 vgl. auch S. 320 gleich $\frac{1}{4\pi}\mathfrak{H}$. Die in das gesamte Ringinnere hineingegangene Arbeitsgröße ist also:

$$da = \frac{V}{4\pi}\mathfrak{H} \cdot d\mathfrak{B}$$

und pro Volumeneinheit hat man eine Arbeit von

$$da = \frac{1}{4\pi}\mathfrak{H} \cdot d\mathfrak{B}$$

absoluten Einheiten oder Erg/cm^3 (§ 151 S. 247) dem Materiale einverleibt.

Daß hier die Arbeit tatsächlich in Erg erhalten wird, ersieht man sehr leicht, wenn man auf die Dimension der beiden Größen $\mathfrak{H}$ und $d\mathfrak{B}$ zurückgeht und im Auge behält, daß sich die berechnete Arbeit auf die Volumeneinheit bezieht. Bereits in § 52 S. 61 war hervorgehoben worden, daß die beiden genannten magnetischen Größen gleichdimensioniert und von der Dimension $cm^{-1/2}\, gr^{1/2}\, sek^{-1}$ sind. Das genannte Produkt hat also die Dimension: $cm^{-1}\, gr\, sek^{-2}$, was in der Tat $cm^2\, gr\, sek^{-2}/cm^3$, eine Arbeit pro Volumeneinheit ist; die cm gr sek-Einheit der Arbeit ist aber nach § 151 S. 247 das Erg.

In dem Diagramme Fig. 141 wird das Produkt $\mathfrak{H} \cdot d\mathfrak{B}$ durch das schraffierte schmale Flächenstreifchen von der Breite $\mathfrak{H}$ und der Höhe $d\mathfrak{B}$ dargestellt. Wird die Magnetisierung in der angegebenen Weise von einem Werte $\mathfrak{B}_1$ bis zu einem Werte $\mathfrak{B}_2$ gesteigert, indem man die magnetisierende Kraft $\mathfrak{H}$ allmählich und immer im gleichen Sinne von $\mathfrak{H}_1$ bis zum Werte $\mathfrak{H}_2$ anwachsen läßt, so ist die dabei aufzuwendende und in dem magnetisierten Materiale sich ansammelnde Arbeit:

$$A = \frac{1}{4\pi} \int_{\mathfrak{B}_1}^{\mathfrak{B}_2} \mathfrak{H} \cdot d\mathfrak{B} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (52)$$

Diese Arbeit A wird in dem $\mathfrak{B}$-$\mathfrak{H}$-Diagramme offenbar durch den 4π-ten Teil aller der kleinen Flächenstreifen $\mathfrak{H} \cdot d\mathfrak{B}$ dargestellt, welche sich vom Werte $\mathfrak{B}_1$ bis zum Werte $\mathfrak{B}_2$ zwischen der Ordinatenlinie und der Magnetisierungskurve übereinander aufschichten, d. h. durch die in der Figur von $\mathfrak{B}_1$ bis hinauf zu $\mathfrak{B}_2$ reichende, horizontal schraffierte Fläche. Hat man also die Magnetisierungskurve etwa in der in § 182 S. 322 geschilderten Weise, bezogen auf absolute Einheiten, entworfen, so braucht man nur die einem bestimmten Teile des Magnetisierungsprozesses entsprechende Flächengröße auszumessen (etwa mit Hilfe eines „Planimeters“ oder durch Abzählen der Kästchen des Koordinatenpapieres, oder endlich durch Auswägen der ausgeschnittenen Fläche), durch 4π zu dividieren und hat damit zugleich die bei dem betreffenden Prozesse aufzuwendende Arbeit.

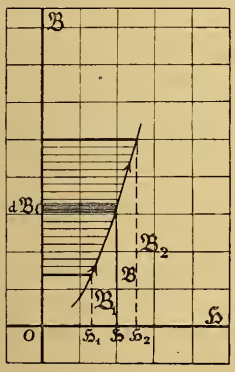


Fig. 141.

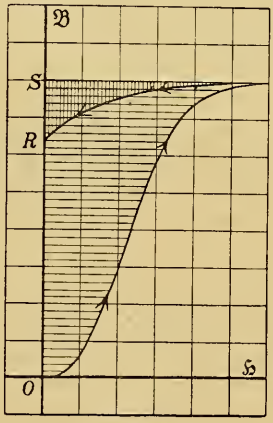


Fig. 142.

Hierin liegt, abgesehen von den schon S. 326 hervorgehobenen Vorteilen dieser Magnetisierungsdiagramme, ein weiterer außerordentlich wichtiger Vorzug derselben. Wir wollen dies noch an einem Beispiele erläutern, indem wir den Energieverbrauch zur Herstellung des remanenten Magnetismus berechnen. In Fig. 142 sei die aufsteigende, jungfräuliche (vgl. S. 325) Kurve eines zunächst vollkommen unmagnetischen Materiales dargestellt. Dasselbe werde zunächst bis zur Sättigung S ausmagnetisiert. Die dazu nötige Arbeit wird durch die horizontal schraffierte Fläche, diese dividiert durch 4π in Erg dargestellt. Geht man jetzt mit der magnetisierenden Kraft zurück, so verharrt das Material infolge seiner Hysteresis zunächst noch fast vollkommen im Zustande seiner Sättigung, die Tangente an dem neuen Kurventeile verläuft fast horizontal. Erst

allmählich senkt sich die Kurve bis zum Remanenzwerte R herab, der bei $\mathfrak{H} = 0$ erreicht wird. Während dieses Kurvenabstieges vermindert sich der Magnetismus in dem Materiale, dasselbe gibt einen Teil der vorhin in ihm aufgehäuften Energie wieder frei.

Dieser Energiebetrag erscheint wieder in der Strombahn des Magnetisierungsstromes. Denn jetzt treten ja Kraftlinien aus der Spirale aus, es wird eine E.M.K. von derselben Richtung induziert, wie sie der allmählich verschwindende Magnetisierungsstrom besitzt. Das Vorzeichen der E.M.K. ist ja jetzt das umgekehrte wie bei der S. 330 angestellten Berechnung; es wird also nicht Arbeit verbraucht, sondern im Gegenteil zur Verfügung gestellt.

Der entsprechende Arbeitsbetrag wird durch die obere kleine, vertikal schraffierte Fläche dargestellt (immer pro Volumeneinheit berechnet und nach Division durch 4π). Man sieht aber leicht, daß dieser rückerstattete Arbeitsbetrag viel geringer ist als der vorher aufgewendete; der bei weitem größte Teil der Magnetisierungsarbeit ist in dem Materiale zurückgeblieben. Dafür ist dieses nun aber auch dauernd magnetisiert. Den zur Herstellung des remanenten Magnetismus aufzuwendenden Energiebetrag stellt (nach Division durch 4π) die von der Magnetisierungskurve und dem Stücke R der Ordinatenachse begrenzte, einfach und horizontal schraffierte Fläche pro cm³ der magnetisierten Substanz dar.

188. Die in einem magnetisierten Medium pro Volumeneinheit angesammelte Feldenergie. — Die Arbeitsbetrachtungen des vorigen Paragraphen gelten ganz allgemein; immer wird der pro Volumeneinheit in ein Medium, welches von magnetischen Induktionslinien durchsetzt wird, eintretende Arbeitsbetrag durch den Ausdruck $da = \frac{1}{4\pi}\,\mathfrak{H} \cdot d\mathfrak{B}$, wo $\mathfrak{B} = \mu \cdot \mathfrak{H}$ ist, dargestellt, ganz gleichgiltig in welcher Weise die Größen $\mathfrak{B}$ oder μ von der Feldstärke $\mathfrak{H}$ bei dem betreffenden Materiale abhängen. So kompliziert im allgemeinen diese Abhängigkeit bei den starkmagnetischen Substanzen auch ist, so kann man doch bei den schwachmagnetischen Feldmedien meistens μ als Konstante betrachten. In diesem Falle ist $d\mathfrak{B} = \mu \cdot d\mathfrak{H}$ und man kann den Arbeitsbetrag $da = \frac{1}{4\pi}\,\mu\,\mathfrak{H} \cdot d\mathfrak{H}$ setzen. Ist das Medium also zunächst im unmagnetischen Zustande und wächst die Feldkraft in ihm schließlich bis zu dem Betrage $\mathfrak{H}$ an, so ist die pro cm³ in ihm aufgespeicherte magnetische Feldenergie

$$A = \frac{\mu}{8\pi} \cdot \mathfrak{H}^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (53)$$

Die in dem Magnetfelde lokalisierte spezifische Energieform wird also (in diesem Falle) durch das Quadrat der Feldkraft gemessen.

In dieser Beziehung ähnelt dieser Ausdruck demjenigen, der für den Energieinhalt eines elastisch durch irgend eine Deformation in Anspruch genommenen Mediums gilt, wie denn überhaupt die elastischen Erscheinungen mit den hier betrachteten magnetischen in vieler Hinsicht große Ähnlichkeiten aufweisen. Auch sie lassen sich durch analoge Kurven darstellen, auch bei

ihnen existiert die Erscheinung der Hysterese usw. Ist P die deformierende Kraft, dx die Deformation (zugleich die Größe der Verschiebung des Angriffspunktes von P in der Richtung der Kraft), so ist die Deformationsarbeit $da = P \cdot dx$. Die Gesamtarbeit, welche zu einer von $x = o$ bis $x = x$ reichenden Deformation aufzuwenden ist, wird als Summe

$$A = \int_o^x P \cdot dx$$

erhalten. Innerhalb gewisser Grenzen (innerhalb der sog. Elastizitätsgrenze, innerhalb des Giltigkeitsbereiches des sog. Hooke'schen Gesetzes) ist die deformierende Kraft P der durch sie herbeigeführten Deformation proportional, so daß man setzen kann: $P = D \cdot x$; damit wird dann $A = \frac{1}{2} D \cdot x^2$. Die in dem deformierten Körper aufgesammelte Formänderungsarbeit ist dem Quadrate der herbeigeführten Deformation x proportional und außerdem abhängig von einer Materialkonstanten D, die gewissermaßen die Aufnahmefähigkeit der betreffenden Substanz für diese Energieform darstellt (Kapazitätsfaktor).

Wir wollen von der soeben abgeleiteten Formel (53) sogleich eine wichtige Anwendung machen, indem wir eine Beziehung finden wollen, welche in der modernen Elektronentheorie eine große Rolle spielt. Wir hatten in § 93 S. 130 die Feldkraft $\mathfrak{H}$ berechnet, welche eine mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ bewegte elektrische Ladung q in einem Punkte hervorbrachte, welcher um ϱ cm von ihr entfernt in einer von ihrer Bewegungsrichtung um den Winkel α verschiedenen Richtung gelegen war; nach Formel (28) war diese magnetische Kraft

$$\mathfrak{H} = \frac{q\,\mathfrak{g}}{\varrho^2} \sin \alpha.$$

An der betrachteten Stelle befindet sich also demnach in dem umgebenden Medium pro Volumenelement dV die Energiemenge:

$$dA = \frac{\mu}{8\pi} \cdot \frac{q^2\,\mathfrak{g}^2}{\varrho^4} \cdot \sin^2 \alpha \cdot dV.$$

Wir wollen den gesamten Energievorrat berechnen, der sich in der Umgebung des bewegten elektrischen Teilchens befindet, wobei wir die Permeabilität μ des Mediums als konstant ansehen. Als Volumenelement dV empfiehlt es sich, den Inhalt des kreisförmigen Kanals einzuführen, der mit dem Radius $\varrho \cdot \sin \alpha$ um die Bewegungsrichtung des Teilchens herumgeführt werden kann, und dessen Querschnitt: $d\varrho \cdot \varrho\, d\alpha$ ist; seine Länge ist $2\pi\varrho \sin\alpha$; für ihn ist also $dV = 2\pi\varrho \sin\alpha \cdot d\varrho \cdot \varrho\, d\alpha$, und die Gesamtenergie erhalten wir, wenn wir über die Größen $\frac{d\varrho}{\varrho^2}$ und $\sin^3\alpha \cdot d\alpha$, welche als veränderliche Faktoren in dem Ausdrucke für dA beim Einsetzen von dV erscheinen, in bezug auf den ganzen Außenraum des Teilchens aufsummieren. So klein wie wir uns auch dieses elektrische Teilchen denken mögen, seine endliche Ladung q erfordert einen endlichen Raum, in der sie sich befindet; wir wollen ihn uns kugelförmig begrenzt denken, etwa vom Radius a. Dann ist ϱ von a bis ∞ zu erstrecken, α von 0 bis π, um alle Punkte des Außenraumes zu erreichen. Die Summation (Integration) in bezug auf ϱ gibt dann $1/a$, diejenige in bezug auf α den Wert $4/3$, so daß die gesuchte Energiegröße den Wert

$$A = \frac{1}{3}\mu \frac{q^2}{a} \cdot \mathfrak{g}^2$$

annimmt. Dieser Energiebetrag ist in dem magnetischen Felde aufgespeichert, welches das bewegte elektrische Teilchen um sich herum ausbildet. Vermöge seiner Masse m und seiner Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ besitzt es einen Vorrat an kinetischer Energie (Wucht), welcher bekanntlich $^1/_2\, m\, \mathfrak{g}^2$ ist. Seine Gesamtenergie ist also:

$$\frac{1}{2}\left(m + \frac{2}{3}\mu\frac{q^2}{a}\right)\cdot \mathfrak{g}^2.$$

Haben wir es mit einem ungeladenen Massenteilchen zu tun ($q = 0$), so reduziert sich sein Energiebetrag auf die einfache mechanische Energie $^1/_2 m\mathfrak{g}^2$. Sobald das Teilchen aber elektrische Ladung mit sich führt, tritt zu dieser noch der durch das zweite Glied gekennzeichnete Betrag an elektromagnetischer Energie hinzu. Dieser wirkt demnach so, als ob die träge Masse m des Teilchens um den Betrag $\frac{2}{3}\mu\frac{q^2}{a}$ vermehrt worden wäre. Bei den Kathodenstrahlenteilchen und den β-Strahlenteilchen der radioaktiven Substanzen tritt m gegen diesen Betrag ganz zurück, vgl. § 108 S. 159; er stellt das dar, was wir daselbst die „elektrodynamische" oder „scheinbare Masse" genannt haben.

189. Energievergeudung bei cyklischen Magnetisierungsprozessen infolge der Hysteresis. — Bei einem cyklischen Magnetisierungsprozesse, vgl. § 185 S. 326, versetzt man das Material in den anfänglichen Zustand der Magnetisierung, von dem man ausgegangen ist, zurück. Infolge der Hysteresis ist dabei aber der Hinweg von dem Rückwege verschieden, so daß die Magnetisierungskurve eine Schleife bildet, die eine mehr oder weniger große Fläche umschließt, vgl. z. B. Fig. 140 S. 327. Es ist leicht zu ersehen, daß diese Flächengröße die bei dem magnetischen Kreisprozesse verloren gehende Arbeit mißt. Gehen wir z. B. von dem durch den Punkt a in Fig. 140 dargestellten magnetischen Zustande aus auf dem Wege 2 nach r hin, so ist zur Bewerkstelligung dieser Magnetisierung pro cm^3 eine Arbeit aufzuwenden, welche nach S. 331 gleich $\frac{1}{4\pi}$ mal der Fläche ist, welche durch die Kurve 2, durch das vom Punkte a auf die $\mathfrak{B}$-Achse gefällte Lot und das dem Wege 2 entsprechende Stück der Ordinatenachse begrenzt ist. Will man nach a zurückgehen, so gelang dies im vorliegenden Falle auf dem Wege 3, einem Wege der, wie man sieht, infolge der Hysterese ein größeres Flächenstück umgrenzt als der Weg 2. Die Differenz der beiden Energiebeträge, das ist das durch 4π dividierte von der Cykelschleife umschlossene Flächenstück muß jedenfalls pro Kubikcentimeter aufgewendet werden, um den ursprünglichen durch die zu a gehörigen Werte von $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$ bestimmten magnetischen Zustand wieder zu erreichen.

Auch wenn wir die cyklische Magnetisierung weiter ausdehnen, wenn sie, wie in Fig. 137 S. 322, alle möglichen Wertpaare von $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$, welche bei dem betreffenden Materiale und der zur Verfügung stehenden magnetisierenden Kraft überhaupt vorkommen können, umfaßt, bleibt die angestellte Betrachtung noch richtig: Die durch 4π dividierte, von der Magnetisierungskurve umschlossene Fläche stellt die pro cm^3 aufzuwendende Arbeit dar, welche nötig ist, um die Hysteresis des Materiales zu überwinden und dasselbe in den ursprünglichen magnetischen Zustand zurück zu versetzen.

Wie groß dieselbe für das in § 182 S. 322 durchgeführte Beispiel, auf welches sich die in Fig. 137 dargestellte Charakteristik bezieht, ist, läßt sich wenigstens angenähert ziemlich leicht berechnen: Da die Breite der Hysteresis-

schleife in horizontaler Richtung nahezu überall gleichbleibt, bis auf die oberste und unterste Spitze, so kann die in Betracht kommende Flächengröße in erster Annäherung derjenigen eines Rechteckes von dieser Breite (also der doppelten Koerzitivkraft) und einer Höhe gleich dem Abstande der beiden Sättigungswerte (also dem doppelten Höchstwerte der Induktion) gleichgesetzt werden. Die Energiezerstreuung infolge von Hysteresis selbst kann man also dem Produkte aus Koerzitivkraft und Maximalinduktion dividiert durch π in Erg pro cm^3 gleich setzen. In unserem Beispiele ergibt dies

$$\frac{1{,}87 \cdot 13400}{\pi} = 8000 \text{ Erg/cm}^3.$$

Da alle magnetischen Metalle Hysteresis zeigen, so ist die sich hier bietende Möglichkeit aus den Diagrammen die bei jedem einzelnen Cykel verloren gehende Arbeit leicht bestimmen zu können von besonderer Bedeutung. Diese sog. „Hysteresisverluste" fallen außerordentlich ins Gewicht, wenn sich die Ummagnetisierungen, welche mit dem Materiale vorgenommen werden müssen, in der Sekunde sehr häufig wiederholen, wie es bei allen Wechselstromanordnungen, sowohl den Wechselstromtransformatoren wie den Wechselstrommaschinen, der Fall ist. Hier spielen dann diese Verluste dieselbe bedeutungsvolle Rolle, wie die Verluste durch Joule'sche Wärme, vgl. § 157 S. 260, in den Strombahnen. Denn auch die zur Überwindung der Hysteresis aufgebrauchte Arbeit geht innerhalb des magnetisierten Materiales in Wärme über. Diese Arbeit kann daher nicht wieder eingefangen und nutzbar gemacht werden, sie ist tatsächlich „vergeudet", ja die durch sie herbeigeführte Erwärmung des Materiales ist sogar im allgemeinen sehr schädlich, da durch sie in erster Linie die magnetischen Qualitäten des Materials herabgesetzt werden, vgl. z. B. den S. 43 beschriebenen Versuch.

Daß die hierbei auftretenden Wärmebeträge durchaus nicht klein sind, lehrt eine einfache Berechnung: Viele Wechselstromzentralen geben 100 Perioden in der Sekunde (200 Zeichenwechsel). Für ein Material wie das durch die Kurve Fig. 137 S. 322 dargestellte ist, wie soeben berechnet wurde, die Hysteresisarbeit pro Cykel 8000 Erg/cm^3, pro Sekunde also $0{,}08 \cdot 10^7$ Secundenerg für jeden Kubikcentimeter des Materiales oder nach § 151 S. 248 0,08 Watt. Nun entspricht aber nach § 157 S. 260 1 Watt einer Wärmeentwickelung von 0,239 gr-cal pro Sekunde, die genannte Wattzahl also 0,0191 gr-cal/sek. Da die spezifische Wärme des Eisens gleich 0,113 (pro gr) ist und Eisen das spezifische Gewicht 7,8 hat, so beansprucht 1 cm^3 Eisen zu einer Erwärmung um einen Grad Celsius 0,88 gr-cal. Die in jeder Sekunde durch Hysterese entwickelte Wärme würde also genügen um die Temperatur des Eisenmateriales, wenn es bei einer der genannten Wechselstromanordnungen Verwendung gefunden hätte, um 0,0217° Cels. in jeder Sekunde, in einer Stunde also um rund 78° zu erwärmen; dies ist eine Erwärmung, welche, wenn sie nicht verhindert würde, recht bedenklich werden könnte.

Diese Erwärmung entspricht vollkommen derjenigen, welche in einem unvollkommen elastischen Körper auftritt, wenn man denselben oft hin- und herbiegt. Es ist zu beachten, daß hierbei die Erwärmung durch das eventuelle gleichzeitige Auftreten von Foucault- oder Wirbelströmen vgl. § 148 S. 244 noch nicht mit gerechnet ist.

Es ist klar, daß die Hysteresisverluste um so größer ausfallen, zu je höheren Werten der Induktion $\mathfrak{B}$ man die Magnetisierung treibt, es muß A

mit $\mathfrak{B}$ wachsen, aber freilich nicht proportional. Steinmetz fand auf Grund seiner Messungen eine Beziehung von der Form

$$A = \eta\, \mathfrak{B}^{1.6}\,\text{Erg},$$

wo η eine für das betreffende Material charakteristische Größe ist; für Schmiedeeisen ist η nur etwa gleich 0,002, für Gußeisen etwa 0,02, für Stahl bis zu 0,08.

Für Schmiedeeisen sind die Werte von A nach den Messungen von Ewing in der Fig. 143 dargestellt und zwar für die verschiedenen Maximalbelastungen, diese ausgedrückt durch die Höchstwerte der Induktion $\mathfrak{B}$, bis zu denen das Material bei jedem cyklischen Magnetisierungsprozesse in Anspruch genommen wird; die Kurvenwerte stellen Tausende von Erg pro Kubikcentimeter der Substanz und pro Cykel (linke Ordinatenskala) dar. So wurde bei der in § 182 S. 322 geschilderten cyklischen Magnetisierung die Induktion jedesmal bis zu dem Werte $\mathfrak{B} = 13400$ gesteigert, für welchen Wert der Kurve die Zahl von 8000 Erg entnommen wird, ein Wert, wie er bereits oben S. 335 für diesen Prozeß aus der umfahrenen Flächengröße berechnet wurde.

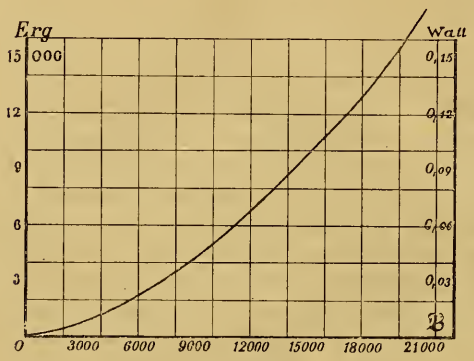


Fig. 143.

Macht das Material in einer Sekunde eine bestimmte Anzahl von Cykeln durch, so kann man die vergeudete Arbeit ebenfalls auf die Sekunde beziehen und in Sekundenerg ausdrücken. Da nach § 151 S. 248 10^7 Sekundenerg 1 Watt sind, so kann man dann den sekundlichen Hysteresisverlust in Watts, oder, da nach § 157 S. 260 1 Watt = 0,239 Sekunden-Grammkalorien ist, auch in diesem kalorischen Maße, (vgl. das obige Beispiel) oder, da 736 Watt gleich einer Pferdestärke ist, endlich auch in diesem technischen Maße der Leistung oder des Effektes messen.

Bei vielen Wechselstromanlagen werden dem Materiale 100 volle Cykel pro Sekunde zugemutet; in die Fig. 143 ist daher zugleich die konsumierte Wattleistung für die verschiedenen durch $\mathfrak{B}$ gemessenen Beanspruchungen für diesen Fall mit aufgenommen (vgl. die rechte Ordinatenskala), die also direkt die vergeudete Wattzahl pro Kubikcentimeter Eisen bei 100 cyklischen Magnetisierungsprozessen in einer Sekunde abzulesen gestattet. Bei dem obigen Beispiele wurde S. 335 die verbrauchte Leistung zu 0,08 Watt berechnet, wie man auch der Kurve entnimmt, wenn man mit dem Höchstwerte der Induktion $\mathfrak{B} = 13400$ als Abszisse in diese eingeht.

190. Der vollkommene magnetische Kreis. — Wir wollen die allgemeine Hauptgleichung des magnetischen Kreises zunächst für ein besonders einfaches Beispiel ableiten, für welches wir alle dazu nötigen Daten uns früher schon zurechtgelegt haben. Wir wählen den Fall eines vollkommen geschlossenen, gleichmäßig mit isoliertem Drahte bewickelten Ringes, also den Fall des magnetischen Toroides § 135 S. 210, und zwar eines Toroides von der durch Fig. 116 dargestellten Querschnittsform, wie wir es auch in § 182 S. 320 unseren Betrachtungen zugrunde gelegt haben. Bei diesem verläuft der ge-

samte Kraftlinienstrom ganz in dem mit Eisen erfüllten Ringe. Die Feldkraft $\mathfrak{H}$ ist für jede Stelle unmittelbar durch die A.W./cm bestimmt, d. h. es ist $\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10}\frac{Z}{l} I$. Diese Feldkraft ruft im Innern an jeder Stelle eine magnetische Induktion $\mathfrak{B}$ hervor, welche mit $\mathfrak{H}$ jederzeit durch die Relation $\mathfrak{B} = \mu \cdot \mathfrak{H}$ verknüpft ist, wo die einzelnen zu den verschiedenen $\mathfrak{H}$-Werten gehörigen Werte der Permeabilität μ etwa durch eine für die betreffende Eisensorte eigens abgeleitete Kurve von der Art der in Fig. 137 S. 322 dargestellten gegeben zu denken ist.

Das Linienintegral der magnetischen Kraft rings durch die ganze Ringbewickelung hindurch (die Summe der Produkte von $\mathfrak{H}$ mal den einzelnen Längenelementen) ist, wie ebenfalls bereits in § 135 S. 210 hervorgehoben wurde, gleich $\frac{4\pi}{10} Z I$.

Der gesamte sich im Innern des Ringes ausbildende Kraftlinienstrom wird $Q \cdot \mathfrak{B}$ sein. Dies ist dieselbe Größe, welche wir schon in § 69 S. 86 betrachtet und daselbst den „Induktionsfluß“ genannt haben; wir bezeichneten diese Größe des „Flusses“ mit F, so daß

$$F = Q \cdot \mathfrak{B} = Q \cdot \mu \cdot \mathfrak{H} = Q \cdot \mu \cdot \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{Z}{l} \cdot I \quad . \quad . \quad . \quad (54)$$

zu setzen sein wird.

Wir wollen nun diesen Ausdruck für den „magnetischen Strom“, wie wir kurz sagen können, etwas umformen, indem wir die Größe $Q\mu$ in den Nenner schreiben. Dann wird

$$F = \frac{\frac{4\pi}{10} Z I}{\frac{l}{Q\mu}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (54\,a)$$

Die Permeabilität μ wurde von uns früher gelegentlich schon (z. B. S. 11 und S. 51) auch als magnetische Leitfähigkeit bezeichnet; in der Tat gibt sie ja nach § 52 S. 60 ein Maß für die Leichtigkeit, mit der magnetische Kraftlinien ein Feldmedium zu durchdringen vermögen. Der reziproke Wert $\varrho = 1/\mu$ dieser Größe kann daher geradezu als „magnetischer“ Widerstand angesprochen werden. Der Ausdruck im Nenner von (54 a) $\varrho \frac{l}{Q}$, welcher dieser Widerstandsgröße ϱ, ferner der Länge l des magnetischen Leitungsweges direkt proportional, dem Querschnitte Q desselben aber umgekehrt proportional ist, kann daher als der „magnetische Widerstand des gesamten Schließungskreises“ angesehen werden. Denn es ist klar, daß der Widerstand eines Kraftlinienweges um so größer ausfallen wird, je länger er ist und je schmäler er ist, je kleiner also sein Querschnitt ist; außerdem wird dieser Widerstand von einer spezifischen Materialkonstante abhängig sein, von $\varrho = \frac{1}{\mu}$,

einer Größe, die wir den „spezifischen magnetischen Widerstand“ nennen können. Wir treffen hier also auf eine Widerstandsgröße, die formal wenigstens in ähnlicher Weise bestimmt ist, wie jener elektrische Widerstand, der sich dem Ausgleiche elektrischer Spannungen entgegensetzt, und den wir in § 155 S. 257 genauer betrachtet haben vgl. Formel (40 b).

Im Zähler unseres Ausdruckes (54a) für F erscheint das Linienintegral der magnetischen Kraft, so daß wir die Gleichung (54a) auch schreiben können:

$$\text{Gesamter Kraftlinienstrom (Induktionsfluß)} = \frac{\text{Linienintegral der magnetischen Kraft längs des ganzen Kraftlinienweges}}{\text{Gesamter magnetischer Widerstand}} \quad . \quad (54\text{b})$$

Hier haben wir eine vollkommene Analogie mit dem Ohm'schen Gesetze § 154 S. 255 und § 166 S. 283. An Stelle der E.M.K. tritt hier das Linienintegral, bemerkenswerterweise also auch eine Größe, die sich wie die längs eines elektrischen Stromkreises wirkende elektromotorische Kraft auf eine Länge, einen Weg bezieht vgl. S. 253. Auch hier ist diese Größe im Zähler das Treibende, das den Kraftlinienstrom überhaupt erst Erzeugende. Man hat daher, um diese weitgehende Analogie zu betonen, diese Größe auch die „magnetomotorische Kraft“ genannt, so daß man das durch (54b) ausgedrückte Gesetz auch so formulieren kann:

$$\text{Kraftlinienstrom} = \frac{\text{Magnetomotorische Kraft}}{\text{Magnetischer Widerstand}}; \quad . \quad (54\text{c})$$

durch den Gleichklang tritt hier die Ähnlichkeit mit dem Ohm'schen Gesetze noch mehr hervor. Wie man von einem elektrischen Strom- oder Schließungskreise spricht, für den das Ohm'sche Ausgleichsgesetz gilt, so im vorliegenden Falle von einem „magnetischen Kreise“, für welchen das vorstehende, zuerst von den Hopkinson's formulierte Gesetz gilt. Die magnetomotorische Kraft ist also immer gleich $\frac{4\pi}{10}$ A.W. oder 1,2566 A.W., was sehr nahe 10/8 A.W. ist.

Wie wir sogleich sehen werden, ist der in der modernen Theorie der magnetischen Erscheinungen so überaus wichtig gewordene Begriff der magnetomotorischen Kraft durchaus nicht auf so spezielle Fälle, wie der hier behandelte, beschränkt. Auch gilt das soeben formulierte magnetische Ausgleichsgesetz ganz allgemein; nur haben wir es hier zunächst erst für einen sehr einfachen und sehr vollkommenen magnetischen Kreis abgeleitet. Der Hauptvorteil, der in der Anwendung des in den Formeln (54) zum Ausdruck gebrachten Gesetzes liegt, beruht darauf, daß man die Feldkraft $\mathfrak{H}$ gar nicht mehr für die einzelnen Punkte des Kreises zu kennen braucht, sondern nur Größen, die direkt leicht zu bestimmen sind, nämlich die Ampèrewindungszahl und den Widerstand des gesamten magnetischen Kreises. Vor allem hat dieses Gesetz für die Lösung der umgekehrten Aufgabe die denkbar bequemste Form, einer Aufgabe, mit der der konstruierende Ingenieur fortwährend zu tun hat, die dahin lautet: Wir benötigen für bestimmte Zwecke in einer Dynamomaschine, einem Transformator usw. eine bestimmte Kraftlinienzahl F; welche Ampèrewindungszahlen müssen wir bei gegebenem magnetischen Widerstande in Anwendung bringen? Vgl. hierüber den übernächsten Paragraphen.

191. Der unvollkommene magnetische Kreis; die magnetische Streuung. — Nicht immer liegen die Verhältnisse beim magnetischen Kreise so einfach wie bei dem im vorigen Paragraphen betrachteten geschlossenen und vollkommen gleichförmig bewickelten Eisenringe. Ist ein Eisenring nur zum Teil bewickelt, wie es Fig. 144 zeigt, so ist klar, daß die Kraftlinien innerhalb der Stromspirale selbst fest zusammengehalten werden. Außerhalb der Spirale wird zwar die hohe magnetische Leitfähigkeit des Eisens auch noch den größten Teil aller Kraftlinien weiterleiten und dem anderen Spiralenende wieder zuführen, ein Teil dieser Kraftlinien wird aber unterwegs, namentlich an der der Spirale diametral gegenüberliegenden Seite des Ringes aus diesem austreten und durch die Luft seinen Weg nehmen. Wir erhalten eine sog. „magnetische Streuung." Die Induktionsröhren (vgl. § 69 S. 86) verlaufen nicht vollkommen mehr im Eisen; die Begrenzungsflächen nicht aller dieser Röhren fallen mehr mit der Ringoberfläche zusammen, wie es bei dem vollkommen bewickelten Ringe der Fall war, ein Teil des Induktionsflusses tritt aus dem Ringe aus in das umgebende Medium hinein, um dann freilich von der Stromspirale wieder eingesammelt zu werden.

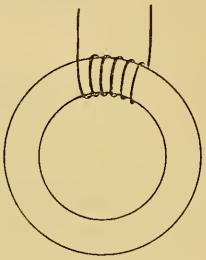


Fig. 144.

Man hat sich diese Streuung ähnlich wie bei einem elektrischen Schließungskreise zu denken, dessen Umgebung nicht vollkommen isoliert. Betten wir einen Metalldraht, durch den ein elektrischer Strom fließt, z. B. in eine Salzlösung ein, so werden einzelne Strömungslinien aus dem Metalle in diese übertreten, auch wenn die Leitfähigkeit des Metalles diejenige des flüssigen Leiters tausende von Malen übertrifft.

Auch in diesem Falle, wo magnetische Streuung stattfindet, oder, wie man sich auch ausdrückt, „magnetischer Nebenschluß" vorhanden ist, spricht man noch von einem magnetischen Kreise, freilich ist der Kreis, sofern man den Eisenweg allein ins Auge faßt, kein vollkommener mehr, sondern eben ein sog. unvollkommener.

Wie vorteilhaft es aber auch in diesem Falle ist, an der Vorstellung des magnetischen Kreises festzuhalten, und auch auf Fälle wie den vorliegenden das magnetische Ausgleichsgesetz anzuwenden, ersieht man sofort, wenn man versucht, für den durch Fig. 144 dargestellten Fall die Stärke des Kraftlinienstromes zu berechnen. Wollte man hier erst die Feldkraft $\mathfrak{H}$ für die einzelnen Punkte des Feldes bestimmen, so würde man in große Schwierigkeiten geraten. Im Inneren der Spirale ist $\mathfrak{H}$ freilich nach früher entwickelten Formeln leicht anzugeben; wie ist aber der Wert von $\mathfrak{H}$ in den übrigen Teilen des Eisenringes und namentlich in der umgebenden Luft? Wollte man diese einzelnen Werte berechnen, dann die dazugehörigen Werte von μ aus der Magnetisierungskurve entnehmen, endlich danach $\mathfrak{B}$ und F an jeder Stelle ausrechnen, so würde dies eine sehr langwierige und umständliche Berechnung werden.

Um den magnetischen (Induktions-)Fluß für den vorliegenden Fall zu berechnen, verfährt man wie folgt: Bekannt ist die magnetomotorische Kraft, denn die Zahl der Ampèrewindungen ist gegeben. Wir berechnen den magnetischen Widerstand, indem wir die Länge des

Eisenweges durch seinen Querschnitt und denjenigen Wert von μ dividieren, der zu der entsprechenden Materialbeanspruchung gehört. Der Eisenweg ist freilich nicht der einzige, durch den sich Kraftlinien hindurchziehen. Dividieren wir also die A.W. durch den in der angegebenen Weise berechneten Widerstand, so benutzen wir einen zu großen Widerstand, wir werden also einen etwas zu kleinen Wert für F erhalten; der Fehler fällt aber offenbar um so geringer aus, je kürzer der Ring und je größer sein Querschnitt ist, weil dann die Wirkung des Nebenschlusses durch die Luft immer mehr zurücktritt.

Wir können hier also, wie in vielen anderen Fällen, eine sonst überhaupt kaum lösbare Aufgabe zwar nicht streng, aber doch für alle praktischen Zwecke mit hinreichender Genauigkeit bezwingen und zwar auf die denkbar bequemste Art.

192. Ableitung der allgemeinen Hauptgleichung des magnetischen Kreises. — Nachdem wir in den beiden vorangehenden Paragraphen die Ableitung und Anwendung der Hauptgleichung des magnetischen Kreises und diesen Begriff selbst an zwei einfachen Beispielen erläutert haben, wollen wir nun darangehen diese Gleichung ganz allgemein abzuleiten und den Begriff eines magnetischen Kreises wesentlich zu erweitern. Der durch eine bestimmte A.W. hervorgerufene Kraftlinienstrom durchsetze der Reihe nach die verschiedensten Medien 1, 2, 3 usw., deren magnetische Durchlässigkeiten oder Permeabilitäten für die auf sie einzeln treffenden magnetischen Beanspruchungen μ_1, μ_2, μ_3 usw. seien. Wir denken uns die einzelnen Induktionslinien gezogen und zu den Induktionsröhren, § 69 S. 86, zusammengefaßt. Dann gilt zunächst für den gesamten Induktionsfluß wie für jede einzelne der nebeneinanderliegenden Röhren der Satz von der Erhaltung des Induktionsflusses (vgl. § 67 S. 85 und die Schlußbemerkung von § 69 S. 86), d. h. ringsherum hat dieser Fluß durchweg dieselbe Größe F, nur wird die Induktion $\mathfrak{B}$ an jeder Stelle größer oder kleiner, je nachdem sich der Querschnitt des Flusses verengt oder erweitert, dergestalt, daß immer wieder das Produkt $q\,\mathfrak{B}$ an den einzelnen Stellen gleich F ist, wie dies für den Kraftfluß in § 67 S. 85 bereits früher erläutert wurde. In den einzelnen aneinandergrenzenden Medien seien die mittleren Querschnitte des gesamten Kraftlinienstromes q_1, q_2, q_3 usw. und der Strom selbst durchziehe die Längen l_1, l_2, l_3 usw. in ihnen. Dann gilt für jedes einzelne Medium eine Gleichung von der Form:

$$F = q \cdot \mathfrak{B} = q \cdot \mu \cdot \mathfrak{H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (55)$$

Multiplizieren wir die den einzelnen Medien entsprechenden Gleichungen links und rechts mit den entsprechenden Längen l, so erhält man

$$F \cdot l = q \cdot \mu \cdot \mathfrak{H} \cdot l \quad \text{oder} \quad F \frac{l}{q\,\mu} = \mathfrak{H} \cdot l \quad . \quad . \quad . \quad (55\,\text{a})$$

Wir denken uns diese Ausdrücke für alle einzelnen Teile des magnetischen Kreises gebildet; addieren wir sie, so tritt links der

allen gemeinsame Faktor F heraus. Rechts erhalten wir eine Summe von Produkten, deren jedes einzelne die magnetische Kraft $\mathfrak{H}$, wie sie in den einzelnen Teilen des Kreises herrscht, multipliziert mit der Länge dieses Teiles enthält. Dies war aber nach § 97 S. 135 die Arbeit der magnetischen Kraft in den einzelnen Teilen des Kreises, jene Summe ist daher wieder das, was wir schon früher (§ 98 S. 137) das Linienintegral der magnetisierenden Kraft oder in § 190 S. 338 die magnetomotorische Kraft genannt haben; sie ist immer gleich $\frac{4\pi}{10}$ A.W. oder gleich $\frac{4\pi}{10} ZI$. Wir erhalten also:

$$F\left(\frac{l_1}{q_1\mu_1}+\frac{l_2}{q_2\mu_2}+\frac{l_3}{q_3\mu_3}+\ldots.\right)=\frac{4\pi}{10}ZI \quad . \quad . \quad (55\text{b})$$

Die einzelnen Glieder des Klammerausdruckes sind offenbar die magnetischen Widerstände der einzelnen Teile unseres magnetischen Kreises, vgl. oben S. 337; ihre Summe ist also der Gesamtwiderstand, der sich im ganzen Kreise vorfindet, und wir haben jetzt ganz allgemein:

$$\text{Kraftlinienstrom}=\frac{\text{Magnetomotorische Kraft}}{\text{Magnetischer Widerstand}} \quad . \quad . \quad . \quad (55\text{c})$$

oder

$$F=\frac{\frac{4\pi}{10}ZI}{\Sigma\frac{l}{q\mu}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (55\text{d})$$

in Worten:

„Die gesamte Kraftlinienzahl, welche den Querschnitt des magnetischen Kreises erfüllt und die in allen Querschnitten den gleichen Wert hat, ist gleich dem Linienintegrale der magnetischen Kraft dividiert durch den magnetischen Widerstand, oder falls die Bahn aus mehreren Stücken von verschiedener Leitfähigkeit zusammengesetzt ist, dividiert durch die Summe aller magnetischen Widerstände."

Dieser Hauptsatz über die magnetischen Kreise bildet ein vollkommenes Analogon zu dem Ohm'schen Gesetze über elektrische Stromkreise vgl. § 166 S. 283. Er stellt das allgemeine, von J. und E. Hopkinson sowie von G. Kapp zuerst formulierte Gesetz des magnetischen Kreises dar.

Schreibt man die Formel (55b) in der Form:

$$F\frac{l_1}{q_1\mu_1}+F\frac{l_2}{q_2\mu_2}+F\frac{l_3}{q_3\mu_3}+\ldots.=\frac{4\pi}{10}ZI \quad . \quad . \quad (55\text{e})$$

so geben die einzelnen Glieder linker Hand unmittelbar an, wieviel von der gesamten magnetomotorischen Kraft auf jeden einzelnen Teil des ganzen Kraftlinienweges entfällt. Dies zu wissen ist bei praktischen Aufgaben oft von großer Bedeutung.

In der Praxis spielt die Ampèrewindungszahl ZI unmittelbar die Hauptrolle; es ist daher oft vorteilhaft die Gleichung (55e) auch folgendermaßen zu schreiben:

$$ZI = F\left(\frac{1}{1{,}2566}\,\frac{l_1}{q_1\,\mu_1} + \frac{1}{1{,}2566}\,\frac{l_2}{q_2\,\mu_2} + \ldots\right)$$

oder, da $4\pi/10$ nahezu 10/8 ist

$$ZI = F\cdot 0{,}8\,\frac{l_1}{q_1\,\mu_1} + F\cdot 0{,}8\,\frac{l_2}{q_2\,\mu_2} + \ldots\ldots \quad (55\,\mathrm{f})$$

Hier stellen die Quotienten F/q die Kraftliniendichten in den einzelnen Teilen des magnetischen Kreises dar oder die Werte der magnetischen Induktion $\mathfrak{B}$ in ihnen; man kann daher auch schreiben:

$$ZI = \frac{0{,}8\,\mathfrak{B}_1}{\mu_1}\cdot l_1 + \frac{0{,}8\,\mathfrak{B}_2}{\mu_2}\cdot l_2 + \ldots\ldots\ldots \quad (55\,\mathrm{g})$$

In dieser Form eignet sich die Gleichung besonders gut zur Lösung der bei der Berechnung von Dynamomaschinen fortwährend sich ergebenden Aufgabe, die Zahl der Ampèrewindungen zu berechnen, welche pro cm auf jeden einzelnen Teil des magnetischen Schließungskreises zu rechnen sind. Für einen Luftzwischenraum von der Dicke d sind hiernach z. B. $0{,}8\,\mathfrak{B}\cdot d$ Ampèrewindungen in Ansatz zu bringen, wenn derselbe von $\mathfrak{B}$ Kraftlinien pro cm² senkrecht durchsetzt werden soll, da ja für Luft $\mu = 1$ ist. Um derartige Aufgaben in der Praxis rasch erledigen zu können, hat man Kurven konstruiert, welche für jedes erwünschte $\mathfrak{B}$ sogleich die dazu nötigen A.W./cm zu entnehmen gestatten. Wir teilen derartige Kurven für Schmiedeeisen und für Gußeisen in Fig. 145 nach G. Kapp mit. Wieder bemerkt man (vgl. oben S. 338), wie durchweg auch hier die Einzelwerte von $\mathfrak{H}$ ganz aus der Formulierung herausgehen, was von großer praktischer Bedeutung ist.

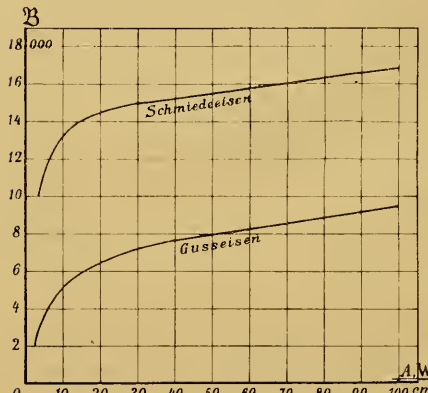


Fig. 145.

193. Das geschlitzte Toroid. — Als Anwendungsbeispiel des soeben abgeleiteten allgemeinen Gesetzes soll jetzt der Fall eines „geschlitzten Toroides", vgl. § 135 S. 210 behandelt werden. Ein Eisenring $E\,E$, Fig. 146, sei gleichmäßig mit isoliertem Drahte bewickelt bis auf eine kurze Strecke, bis an welche die Windungen WW unmittelbar heranreichen; dieselben werden hier etwa durch zwei kräftige, auf dem Eisenringe befestigte Messingscheiben $S_1\,S_2$ zurückgehalten. An dieser Stelle sei nun der Ring aufgeschlitzt, so daß sich hier ein Luftraum L von einer Dicke von d cm in den Eisenweg einschiebt.

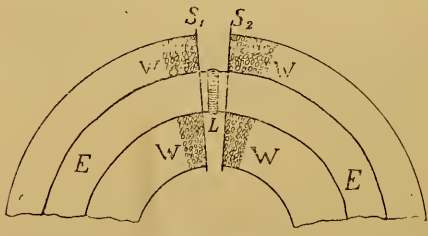


Fig. 146.

Dies ist ein Fall, für welchen der Kraftlinienverlauf in der Luftzwischenstrecke, im „Interferrikum", durch das auf S. 210 unten angegebene Experiment veranschaulicht wurde; es ist dies zugleich auch wenigstens in erster Annäherung der Fall, welcher bei den S. 211 erwähnten Ring- und Halbringelektromagneten vorliegt.

Es möge wieder l die Gesamtlänge des Ringes sein, so daß die Länge des Eisenweges $(l-d)$ cm beträgt. Der Querschnitt sei Q. Wenn nun auch die Kraftlinien in dem Luftzwischenraume sich etwas ausbreiten, und hier an den Endigungen der Magnetisierungsspirale eine gewisse Kraftlinienstreuung Platz greift, so können wir doch in dem Falle, daß der Schlitz sehr schmal ist, in erster Annäherung wenigstens den Querschnitt der durch die Luft sich erstreckenden Induktionsröhre (die hier wegen $\mu = 1$ wieder zur Kraftröhre wird) ebenfalls gleich Q annehmen (der Fehler wird jedenfalls um so kleiner, je größer der Ringquerschnitt selbst ist). Dann ist nach (55d):

$$F = \frac{\frac{4\pi}{10} Z I}{\frac{l-d}{Q\mu} + \frac{d}{Q}} = \frac{\frac{4\pi}{10} Z I Q \mu}{l + d(\mu - 1)}.$$

Wäre kein Einschnitt vorhanden, so wäre

$$F = \frac{\frac{4\pi}{10} Z I Q \mu}{l}.$$

Man erhält also den Satz: Schneidet man aus einem Eisenringe ein Stück von der Länge d aus, und tritt hier Luft an die Stelle von Eisen, welche den magnetischen Kreis schließt, so wächst der Gesamtwiderstand des Kreises um ebenso viel, als hätte sich die Länge des Eisenweges um $d\ (\mu - 1)$ cm vermehrt.

Man sieht, daß selbst ein sehr schmaler Luftzwischenraum unter Umständen von recht bemerklicher Wirkung werden kann. Eine Schnittfläche in einem Materiale kann daher einen magnetischen Widerstand hervorrufen, selbst dann, wenn beide Flächen wieder gut aufeinander gepreßt werden, so daß kein bemerkbarer Zwischenraum mehr übrig bleibt. Jede derartige Diskontinuitätsfläche wirkt wie ein sehr schmaler Luftraum und zwar, wie man aus der obigen Ableitung ersieht, um so mehr, je besser leitend das Material, je größer also sein μ ist.

194. Die Schlußjochmethoden zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Substanzen. — Ein anderes Anwendungsbeispiel der Hauptgleichung des magnetischen Kreises soll zugleich eine für die Praxis wichtige Methode erläutern um rasch die magnetischen Eigenschaften eines Materiales zu bestimmen. Wollte man dasselbe jedesmal erst zu einem vollkommen geschlossenen Ringe formen und diesen gleichmäßig bewickeln, wie es hier zur Ableitung der Haupterscheinungen zunächst vorausgesetzt wurde, so wäre das ein sehr umständliches Verfahren. Man hilft sich in der Weise, daß man das in Stabform gegebene Probestück einem

magnetischen Kreise, in dem eine bestimmte magnetomotorische Kraft wirkt, einfügt, dessen Gesamtwiderstand fast von demjenigen des zu untersuchenden Stückes allein bedingt wird. Dazu legt man die Windungen direkt auf das Probestück auf und schließt dessen Enden durch ein Joch aus weichstem ausgeglühten Schmiedeeisen von möglichst hoher Permeabilität. Man gelangt so zu einer Anordnung wie sie von J. Hopkinson zuerst angewandt wurde; dieselbe ist durch Fig. 147 dargestellt. Der zu untersuchende Stab S besteht aus zwei Teilen S_1 und S_2, welche durch Bohrungen in der Querwand des eisernen Schlußjoches JJ gesteckt sind. S_1 ist in JJ festgeschraubt, S_2 ist in seiner Bohrung beweglich und kann mittels des Griffes G etwas zurückgezogen werden, so daß die beiden Stabhälften, welche sonst mit ihren eben geschliffenen Endflächen durch eine Feder F fest aufeinander gedrückt werden, in der Mitte des Joches etwas auseinander weichen. Die Magnetisierungsspulen M_1 und M_2 sind unmittelbar auf die beiden Stabhälften aufgeschoben.

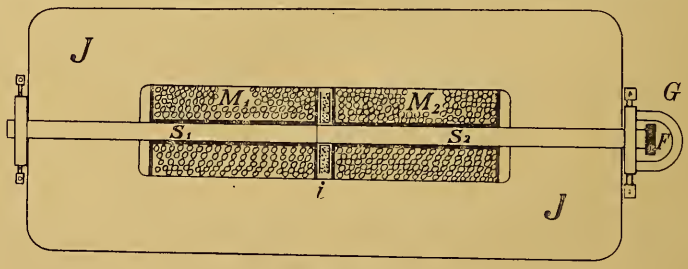


Fig. 147.

Zwischen ihnen ist die an das ballistische Galvanometer angeschlossene Induktionsspule i gelagert, welche auf dem Ende des Stabes S_2 aufsitzt, nach außen aber durch eine angespannte Feder (in der Figur nicht gezeichnet) gezogen wird. So lange die beiden Stabhälften aneinander liegen, kann die Spule i dem Federzuge nicht folgen, sie ruht auf S_2 auf. Sowie man aber diese Stabhälfte zurückzieht, entsteht eine Fuge und die Spule i schnellt heraus. Dabei entfernen sich aus ihrem Inneren alle Kraftlinien, welche vorher von ihr umschlossen wurden und die unter der Wirkung eines Magnetisierungsstromes I in dem Probestabe zur Ausbildung gelangt waren. Der ballistische Ausschlag entspricht also der gesamten, in dem Stücke vorhandenen Kraftlinienzahl F (vorausgesetzt, daß die Spule i so weit aus dem Felde herausgezogen wird, daß sie gar keine Kraftlinien desselben mehr umfaßt, was leicht bewirkt werden kann). Um auch hier die Beziehung von $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ und damit die Permeabilität für die verschiedenen Belastungen ermitteln zu können, müssen wir die zu den einzelnen beobachteten Induktionswerten gehörigen Feldstärken $\mathfrak{H}$ berechnen. Auch hier kommt uns das Hopkinson'sche Gesetz zu Hilfe: Der Querschnitt des Probestückes sei q, der viel größere

Querschnitt der beiden Jochhälften zusammengenommen Q, die Länge des Stabes S, so weit er das Innere des Joches überbrückt, l, die Länge des Schlußjochweges L. Die Permeabilität des Probestückes sei μ, die des Jochmateriales μ'. Wie wir sehen werden, ist es zweckmäßig, mit dieser Methode nur Substanzen zu untersuchen, deren Leitfähigkeit wesentlich kleiner als die des Schlußjochmateriales ist, so daß jedenfalls immer $\mu < \mu'$ ist. Wir bringen die Gleichung des magnetischen Kreises in der Form (55b) S. 341 in Anwendung, so daß wir haben:

$$\frac{4\pi}{10} ZI = F\left(\frac{l}{\mu q} + \frac{L}{\mu' Q}\right),$$

wo Z die Gesamtzahl der Windungen auf beiden Magnetisierungsspiralen ist. Durch das auf Kraftlinien in der S. 277 erläuterten Weise geeichte ballistische Galvanometer erfährt man die verschiedenen Werte von $F = \mathfrak{B} \cdot q$, also auch $\mathfrak{B}$ selbst. Wir können die obige Gleichung mit Rücksicht hierauf auch so schreiben:

$$\frac{4\pi}{10} ZI = \frac{\mathfrak{B}}{\mu}\left(l + \frac{q}{Q} \cdot \frac{\mu}{\mu'} \cdot L\right).$$

Nun ist aber jederzeit $\frac{\mathfrak{B}}{\mu} = \mathfrak{H}$, also

$$\mathfrak{H} = \frac{\frac{4\pi}{10} ZI}{l + \frac{q}{Q} \cdot \frac{\mu}{\mu'} \cdot L} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (56)$$

Das Vorhandensein des Schlußjoches wirkt also so, daß die freie Länge des Probestückes etwas vergrößert erscheint.

Wir wollen Zähler und Nenner durch l dividieren und erhalten:

$$\mathfrak{H} = \frac{\frac{4\pi}{10} \frac{ZI}{l}}{1 + \frac{q}{Q} \cdot \frac{\mu}{\mu'} \cdot \frac{L}{l}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (56a)$$

Da q/Q eine sehr kleine Zahl, μ/μ' ebenfalls ein echter Bruch ist, so ist das zweite Glied der Nennersumme jedenfalls auch klein, wennschon der Eisenweg im Schlußjoche etwas länger als durch das Probestück hindurch ist. Wir können aber jedenfalls schreiben:

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10} \frac{ZI}{l}\left(1 - \frac{q}{Q} \cdot \frac{\mu}{\mu'} \cdot \frac{L}{l}\right) \quad \ldots \quad (56b)$$

Wir erhalten so $\mathfrak{H}$ aus der A.W./cm; freilich müssen wir von dieser noch eine Korrektion in Abzug bringen, denn wollten wir einfach setzen: $\mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{B}}{\mu} = \frac{4\pi}{10} \frac{ZI}{l}$, so würden wir ja, wie wir sehen, das zweite Glied unseres Ausdruckes vernachlässigen. Da dieses aber nur ein kleines Korrektionsglied darstellt, können wir für das-

selbe den Faktor $\frac{4\pi}{10}\frac{ZI}{l}$ jedenfalls durch $\mathfrak{B}/\mu$ ersetzen und erhalten für alle praktischen Fälle hinreichend genau:

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10}\frac{ZI}{l} - \frac{q}{Q}\cdot\frac{\mathfrak{B}}{\mu'}\cdot\frac{L}{l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (56\,c)$$

Hier ist die Größe μ, die wir ja erst suchen, aus dem Ausdrucke herausgegangen. Die Messungen ergeben also zunächst F und damit $\mathfrak{B}$ für die einzelnen Stromstärken I. Hieraus und aus der bekannten Windungszahl Z, sowie den Dimensionen q, Q, l und L der Anordnung und der als bekannt vorausgesetzten Permeabilität μ' des Schlußjochmateriales erhält man das zu den einzelnen $\mathfrak{B}$-Werten gehörige $\mathfrak{H}$. Man kann beide Werte wie in Fig. 137 S. 322 graphisch darstellen, oder die Werte von $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ ableiten.

Ein Bedenken hat die sonst so bequeme Schlußjochmethode gegen sich: dadurch, daß der Probestab in der Mitte zerschnitten ist, entsteht selbst bei gutem Aneinanderpressen beider Stabhälften eine Trennungsfuge, die wie eine schmale Luftstrecke wirkt und dadurch nach der Schlußbemerkung des vorigen § 193 S. 343 einen nicht unbeträchtlichen Widerstand in den Kreis einfügt. Wir sahen aber S. 343, daß der hierdurch bedingte Fehler geringer wird, wenn die Leitfähigkeit des Materials eine nicht zu große ist. Die Hopkinson'sche Schlußjochmethode wird man also besser bei nicht zu gut leitenden Substanzen, etwa Gußeisen oder Stahl in Anwendung bringen. Dann wird auch die Korrektion immer kleiner, weil dann μ' bedeutend das μ überwiegt.

195. Unterschied zwischen elektrischen und magnetischen Stromkreisen. — So groß die Analogie zwischen einem elektrischen Stromkreise und dem magnetischen Kreise auch ist, und wie nützlich es auch unter Umständen sein kann, von dieser Vorstellung bei magnetischen Erscheinungen ausgiebigen Gebrauch zu machen, so sehr muß man sich doch andererseits hüten, in der Verfolgung dieser Analogie zu weit zu gehen. Es bestehen durchgreifende Unterschiede zwischen der elektrischen Strömung in einem Leiter und der magnetischen Kraftlinienanordnung, die wir unter dem Bilde eines Stromes beschrieben haben. Bei der Strömung elektrischer Teilchen durch einen Leiter wird wirklich Widerstand überwunden, ein Teil der zur Verfügung stehenden Energie wird fortdauernd in Wärme verwandelt. In dem magnetischen Stromkreise wird nirgends Arbeit geleistet, so lange wenigstens die Kraftliniendichte an allen Stellen die gleiche bleibt; nur bei Änderungen dieser Dichte wird in dem Felde Energie angehäuft, die aber vollkommen wieder zurückerstattet wird, vgl. § 180 S. 313 am Ende. Die Bezeichnung „Widerstand" ist also bei dem magnetischen Kreise jedenfalls nicht in demselben Sinne aufzufassen wie bei dem elektrischen Kreise, wo diese Größe einen dauernden Energieverlust bedingt. Ferner ist aber der elektrische Leitungswiderstand σ (S. 257) und damit die Leitfähigkeit $\lambda = 1/\sigma$ von der Größe der Stromstärke I vollkommen unabhängig; nur insofern als der Strom Wärme entwickelt, und der Leitungswiderstand σ sich mit der Temperatur des Leitungsmateriales ändert, könnte man allenfalls von einer Abhängigkeit des σ von der elektrischen Beanspruchung des Materiales sprechen. Ganz anders bei

der magnetischen Leitfähigkeit μ. Die Diagramme, Fig. 138 und 139 § 184 S. 325, bringen ja deutlich zum Ausdruck, wie stark diese Größe von der magnetischen Stromstärke $\mathfrak{H}$ oder $\mathfrak{B}$ abhängt. Ja infolge der Hysterese wird diese Größe sogar von der vorhergehenden Beanspruchung, welcher das Material unterworfen gewesen war, mit beeinflußt, wie in § 186 S. 328 näher ausgeführt wurde, wovon bei der elektrischen Leitfähigkeit nicht im geringsten die Rede ist.

Noch in einer Beziehung weisen elektrische und magnetische Leitfähigkeit wesentliche Unterschiede auf. Für die elektrische Strömung gehen die Werte der Leitfähigkeit tatsächlich bis zum Nullwerte herab; wir wissen, daß Gase, sofern sie keine Ionen enthalten, vollkommene Nichtleiter der Elektrizität sind, ferner scheint das Vakuum dem Durchgange der strömenden Elektrizität unübersteigliche Hindernisse in den Weg zu stellen. Dies ist für die Übermittelung der magnetischen Wirkungen durchaus nicht der Fall. Wir hatten ja nach § 46 S. 52 dem Vakuum sowie der Luft noch immer eine magnetische Leitfähigkeit $\mu = 1$ zuzuschreiben; wenn diese Medien auch die magnetischen Kraftlinien sehr viel weniger leicht durch sich hindurchgehen lassen als etwa weiches Eisen, so gibt es wirkliche Isolatoren für magnetische Kräfte doch überhaupt nicht.

Dies hat wiederum eine andere für die Praxis wichtige Konsequenz: Während wir eine Strombahn vollkommen isolieren können, so daß die Entstehung von Neben- oder Zweigströmen ausgeschlossen ist, ist dies für den magnetischen Kreis im allgemeinen nicht möglich. Wir können durch kein Isolationsmaterial verhindern, daß nicht Kraftlinien aus dem Eisenwege aus- und in die umgebende Luft eintreten; wir haben bei den magnetischen Kreisen also immer mehr oder weniger mit „Streuung“ § 191 S. 339 zu rechnen, wie sie auch beim elektrischen Strome eintreten würde, wenn wir etwa den metallischen Stromträger in eine Salzlösung legen würden. Die Ähnlichkeit der beiden Stromphänomene und ihrer Grundgesetze, des Ohm'schen Gesetzes einerseits, des Hopkinson'schen Gesetzes andererseits, ist also mehr formaler Natur.

196. Ewings molekulare Theorie des Magnetismus. — In § 20 S. 15 und in § 38 S. 41 wurde schon darauf hingewiesen, daß man das magnetisch Werden einer Substanz darauf zurückführen müsse, daß bereits präformierte kleinste Magnete oder polarisierte Elemente in ihr, ihre Molekularmagnete, mehr oder weniger vollkommen ausgerichtet werden, und S. 43 wurde auch bereits ein aus kleinen, auf Spitzen drehbaren Magnetnadeln bestehendes Modell eines Magneten beschrieben, welches diese Vorstellung zu illustrieren geeignet war. Wir müssen uns diese Magnete bis zu einem gewissen Grade frei beweglich denken. Sie wirken aber vermöge ihrer magnetischen Polaritäten aufeinander und werden sich dadurch im allgemeinen in einer bestimmten mehr oder weniger stabilen Lage gegenseitig festhalten. Sie üben also auch schon in völlig unmagnetischem Zustande der Substanz, wenn sie also regellos durcheinander liegen, einen gewissen Zwang aufeinander aus. Einige dieser Molekularmagnetchen werden freilich nur einen ganz geringen solchen Zwang erfahren; sie können vermöge ihrer Stellung gegenüber den anderen Magnetchen sich sogar in einer Art labiler Lage befinden,

so daß sie sich schon beim Wirken der schwächsten äußeren Kraft in eine bestimmte Richtung begeben. Solcher unendlich leicht beweglicher Magnetchen wird es in jeder Volumeneinheit einer zunächst unmagnetischen Substanz immer eine größere Anzahl geben. Daneben wird aber die überwiegende Mehrzahl von Molekülen sich mehr oder weniger gegenseitig festlagern.

Wirkt nun eine magnetisierende Kraft $\mathfrak{H}$ von außen auf die Substanz ein, so werden, so lange $\mathfrak{H}$ schwach ist, nur die wenigen erstgenannten labilen Molekularmagnete dieser Kraft folgen, die in dem Materiale erzielte magnetische Induktion $\mathfrak{B}$ wächst, aber zunächst nur sehr langsam. Wird aber die magnetisierende Kraft $\mathfrak{H}$ größer, so wird sie eine größere Anzahl von Molekularmagneten aus dem Verbande mit ihren Nachbarmagneten lösen, der Verband innerhalb gewisser Gruppen wird aufgehoben und verhältnismäßig plötzlich wird nun eine größere Anzahl von Molekularmagneten sich in eine neue, der wirkenden Kraft $\mathfrak{H}$ mehr angepaßte Gruppierung begeben: $\mathfrak{B}$ steigt von einem gewissen $\mathfrak{H}$-Werte an schneller empor. Sind endlich die Moleküle schon zum größten Teile ausgerichtet, so hat eine weitere Steigerung von $\mathfrak{H}$ nur noch eine verhältnismäßig geringe Steigerung von $\mathfrak{B}$ zur Folge, wir nähern uns der magnetischen Sättigung.

Dies sind nun genau die drei Stadien, die wir bei der Magnetisierung zu unterscheiden hatten, und die in dem verschieden steilen Ansteigen der (jungfräulichen) Magnetisierungskurve zum Ausdruck kamen, vgl. Fig. 137 S. 322 und das hier und S. 323 darüber Gesagte.

Vor allem wird durch diese Theorie des molekularen Zwanges infolge der gegenseitigen magnetischen Einwirkung der Moleküle aufeinander die Erscheinung der Remanenz verständlich. Lassen wir die magnetisierende Kraft wieder sinken, so werden sich wohl die Moleküle aus der bei der Sättigung ihnen aufgezwungenen Stellung mehr oder weniger wieder entfernen, aber sie werden keine neuen stabilen Gruppen bilden; sie bleiben in gegenseitigen Verbänden stehen, welche sich aber gegenüber denen des Ausgangsstadiums wesentlich dadurch unterscheiden, daß sie jetzt eine große Anzahl von Molekülen in Stellungen belassen, welche der Richtung der magnetisierenden Kraft, welche vorher gewirkt hatte, noch immerhin sehr nahe angepaßt sind; es wird also ein nicht unwesentliches magnetisches Moment als Nachklang der vorhergehenden Magnetisierung zurückbleiben; dies ist die Remanenz. Um sie aufzuheben und das Material wieder magnetisch neutral zu machen, muß man die gruppenweise Verbindung der Magnete zerstören, welches nur durch eine der ursprünglichen entgegengesetzt gerichtete Kraft $\mathfrak{H}$ möglich ist, die um so größer sein muß, je fester sich die Molekularmagnete gegenseitig stützen: (Koerzitivkraft).

Diese Theorie wurde von J. A. Ewing aufgestellt und weiter ausgearbeitet (vgl. das oben S. 320 genannte Werk im 11. Kapitel), während ältere Theorien Reibungskräfte und anderes zwischen den Molekülen in Anspruch nehmen zu müssen glaubten.

Man kann die soeben beschriebenen Erscheinungen sehr gut verfolgen, wenn man eine größere Anzahl der in § 38 S. 43 beschriebenen kleinen Magnetchen, etwa 24, auf einer Glasplatte in Gruppen anordnet. Um die Umordnung der Gruppen bei der Magnetisierung verfolgen zu können, legt man um die Platte eine offene Drahtspirale, durch deren Windungen hindurch man die Bewegungen der einzelnen Magnete verfolgen kann. Stellt man das Ganze auf die Horizontal-Projektionslampe, so kann man die Erscheinung auch sehr gut projizieren. Selbst zu quantitativen Untersuchungen eignet sich das genannte Modell, wenn man die Methode der gekreuzten Felder § 57 S. 67 anwendet. Man stellt der verwendeten offenen Drahtspirale eine zweite, vollkommen gleiche, von demselben Strome, aber im umgekehrten Sinne durchflossene Spirale axial in einiger Entfernung gegenüber und orientiert beide Spiralen so, daß ihre Achsen senkrecht zum magnetischen Meridiane stehen; zwischen sie stellt man einen mit Spiegel versehenen Ablenkungsmagneten auf. Man reguliert den Spiralenabstand so, daß dieser Magnet, nachdem man das Modell aus der Spirale entfernt hat, bei jeder Stromstärke in seiner Ruhelage im magnetischen Meridiane verharrt, so daß also die magnetischen Wirkungen der beiden Spiralen sich vollkommen gegenseitig aufheben. Nun schiebt man das Modell mit den kleinen Magnetnadeln in die eine der beiden Spiralen ein. Aus dem Ablenkungswinkel φ, um den sich der Magnet in der Mitte zwischen beiden Spiralen dreht, kann man nach Formel (12a) S. 69 das magnetische Moment $\mathfrak{M}$ der Anordnung der kleinen Magnete berechnen, da ihre Gesamtheit offenbar aus der I. Hauptlage auf den drehbaren Magneten einwirkt. Geht durch die Spiralen zunächst kein Strom, und bringt man die kleinen Magnetchen auf der Glasplatte in Stellungen, bei denen sie möglichst wirr durcheinander liegen, so kann man es leicht dahin bringen, daß das magnetische Moment $\mathfrak{M}$ ihrer Gesamtwirkung sehr klein ist (unmagnetischer Zustand). Läßt man nun zunächst schwache Ströme durch die Spiralen kreisen, so wächst $\mathfrak{M}$ anfangs sehr langsam, bis bei weiterer Steigerung der Stromstärke eine größere Anzahl von Einzelmagneten sich aus dem bisherigen Verbande mit den Nachbarmagnetchen löst und umschlägt; man kommt auf den steiler ansteigenden Ast der Magnetisierungskurve Fig. 137. Bei immer mehr anwachsender Stromstärke wächst $\mathfrak{M}$ wieder langsamer, man nähert sich der Sättigung, bei der schließlich alle Einzelmagnetchen die Richtung der Spiralenachse angenommen haben. Geht man mit der Stromstärke wieder herunter, so gehen die Magnetchen zwar wieder aus dieser Richtung etwas heraus, schlagen aber nicht mehr um, sondern halten sich vielmehr gegenseitig in Lagen, die dieser Richtung immerhin noch nahe liegen, sie bilden neue Gruppen und bleiben in den diesen entsprechenden Stellungen stehen, selbst wenn die Stromstärke wieder Null geworden ist; man erhält einen ziemlich bedeutenden Betrag an remanentem Magnetismus. In dieser Weise kann man mit dem Modelle einen vollständigen magnetischen Kreisprozeß ausführen und erhält eine Kurvenschleife, welche alle wesentlichen Eigentümlichkeiten eines wirklichen cyklischen Magnetisierungsprozesses ziemlich getreu nachahmt. Auch die magnetische Hysteresis wird durch das Modell sehr gut veranschaulicht.

Das hier angedeutete Messungsverfahren ist übrigens vorbildlich für eine ganze Reihe von magnetischen Messungen, welche ebenfalls die Ermittelung der magnetischen Eigenschaften der Materialien zum Zwecke haben, der sog. „magnetometrischen Methoden", die namentlich angewendet werden, wenn man nicht geschlossene Ringe aus den Materialien formen kann, und auch die Schlußjochmethoden nicht anwendbar erscheinen, also namentlich bei Stäben, die man nicht weiter bearbeiten kann, oder bei Drähten. Man verfährt dann ganz ähnlich wie hier, daß man das in der Magnetisierungsspirale steckende Material von Osten oder Westen her auf einen Magneten ablenkend wirken läßt, der durch die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus in den magnetischen Meridian gezogen wird. Die Wirkung der Spirale kompensiert man dabei durch eine Hilfsspirale. Hier machen sich nun aber die Wirkungen der beiden Enden störend geltend; man muß diesen Wirkungen in geeigneter Weise Rechnung tragen, worauf wir hier aber nicht näher eingehen wollen.

Zwölftes Kapitel.

Dynamomaschinen.

In der Einleitung zu diesem ganzen III. Abschnitte wurde bereits S. 227 darauf hingewiesen, daß die Induktionserscheinungen das wirksamste Mittel an die Hand geben, um elektrische Stromenergie in großem Maßstabe zu gewinnen. Dabei handelt es sich natürlich nicht um eine Neuschaffung dieser Arbeitsform, sondern um die Verwandlung einer gegebenen Energie in diejenige der strömenden Elektrizität. Der ganze Charakter der Induktionsphänomene läßt ohne weiteres erkennen, daß es die etwa von einer Turbine, einer Dampf- oder Gaskraftmaschine gelieferte mechanische Energieform der Bewegung sein wird, von der man bei dieser Umwandlung ausgeht. Eine maschinelle Anordnung, welche diese Verwandlung mit Hilfe der Induktionsphänomene vorzunehmen gestattet, nennt man allgemein eine Dynamomaschine. Freilich bedarf dieser Begriff noch einer Einschränkung. Bei den in der Praxis für diesen Zweck gebräuchlichen Maschinen geht man ausschließlich von rotierenden Bewegungen aus und man kann daher sagen: Jede Anordnung, bei welcher die mechanische Energie rotierender Bewegungen vermittelst der Induktionswirkungen in Energie des elektrischen Stromes oder umgekehrt verwandelt wird, heißt eine Dynamomaschine. Wird die Maschine in der erstgenannten Weise verwendet, so nennt man sie wohl auch einen „Stromerzeuger“ oder „Stromgenerator“ oder auch kurz „Generator“, und je nachdem man hin- und hergehende, in ihrer Richtung wechselnde Ströme, also Wechselströme, vgl. S. 231, oder aber in ihrer Richtung (und Stärke) gleichbleibende Ströme, Gleichströme, vgl. S. 237, aus der Maschine bezieht, kann man die Generatoren wiederum einteilen in „Wechselstromgeneratoren“ und in „Gleichstromgeneratoren“ oder in „Wechselstromdynamos“ und in „Gleichstromdynamos“. Der physikalische Prozeß, der sich dabei abspielt, ist im Prinzipe vollkommen analog demjenigen, mit Hilfe dessen wir schon die Grunderscheinungen der Induktionslehre in §§ 140—145 abgeleitet haben: Leiter des elektrischen Stromes werden derartig durch ein Magnetkraftfeld geführt, daß sie Kraftlinien schneiden; dadurch wird in ihnen eine

E.M.K. erzeugt, welche, wenn die Leitung geschlossen wird, sich in Form eines elektrischen Stromes ausgleicht.

Hierbei greift nun aber gleichzeitig eine andere Erscheinung Platz. Wir haben im fünften Kapitel S. 139 flg. gezeigt, daß ein in einem Magnetfelde befindlicher stromdurchflossener Leiter einen Bewegungsantrieb erfährt. Nach dem Lenz'schen Gesetze, § 147 S. 241, ist derselbe jederzeit so gerichtet, daß er bei der Induktion sich gegen die erzeugende Bewegung stemmt. Wollen wir also unsere Dynamomaschine durch eine äußere mechanische Antriebskraft in Bewegung erhalten, so müssen wir diese Gegenkraft überwinden.

Die hierbei andauernd zu leistende Arbeit war ja nach S. 242 gerade das Äquivalent der erzeugten elektrischen Leistung.

Den soeben erwähnten Bewegungsantrieb stromdurchflossener Leiter in einem Magnetfelde können wir dazu benutzen, um umgekehrt elektrische Energie wieder in mechanische Energie zu verwandeln. Senden wir den Strom durch geeignet angeordnete Leiterstücke, welche sich in einem Magnetfelde befinden, so erleiden diese einen Bewegungsantrieb; man trifft die Anordnung auch hier derartig, daß wiederum rotierende Bewegungen erzeugt werden, die Dynamomaschine wird jetzt zum Motor. Wenn sich bei ihm die Leiterstücke durch das Feld bewegen, wird durch die Induktion in ihnen eine elektromotorische Gegenkraft erzeugt, die sich wiederum gegen die erzeugende Ursache, den Strom, nach dem Lenz'schen Gesetze stemmt. Beide Wirkungen, motorische Bewegungsantriebe nach der L.H.R. und Induktionswirkungen nach der R.H.R. sind also auch hier immer gleichzeitig tätig, und ein prinzipieller Unterschied zwischen Dynamo und Motor kann nicht bestehen. Um dies noch näher zu erläutern, wollen wir etwa den folgenden speziellen Fall betrachten: Ein Generator möge bei gegebener magnetischer Feldstärke und bestimmter Tourenzahl in einem Leitungsnetze, an das er angeschlossen ist, eine gewisse Spannung erzeugen. Wird in diesem Netze durch eine andere etwa mit an dasselbe angeschlossene Quelle eine höhere Spannung erzeugt, als sie die mechanische Antriebskraft in unserem Generator herzustellen vermag, so wird die ponderomotorische Wirkung der stromdurchflossenen Leiter in dem in unserer Maschine verwendeten Magnetfelde überwiegen und die Maschine läuft dann als „Elektromotor“ in gleichem Sinne wie bisher weiter, vgl. die S. 241 besprochenen Beispiele. Sie kann mit elektrischer Energie gespeist, mechanische Arbeit sogar nach außen hin abgeben, wenn der in ihr entwickelten ponderomotorischen Kraft eine kleinere äußere mechanische Widerstandskraft entgegensteht. Soll sich die Maschine als „Generator“ betätigen, so muß das den beweglichen stromdurchflossenen Leitern von außen her zugeführte Drehmoment größer sein als der ponderomotorische Gegendruck im Innern der Maschine. Bei wechselnder äußerer Belastung kann also in diesem Falle dieselbe Maschine bald als

Generator, bald als Motor wirken. In der Tat stimmen beide Maschinentypen in ihrer Konstruktion vollkommen miteinander überein, jede Dynamomaschine kann unmittelbar auch als Elektromotor benutzt werden.

Wir hoben Analoges bereits früher S. 241 bezüglich der kleinen Rotationsapparate hervor, welche beim Drehen zu Stromerzeugern wurden.

Es wäre daher unzweckmäßig, die beiden vollkommen gleichgearteten Maschinen getrennt zu behandeln, und so umfaßt in der modernen technischen Terminologie das Wort „Dynamomaschinen" ganz allgemein auch die Elektromotoren mit in sich. Daher sollen auch diese im vorliegenden Kapitel mit behandelt werden, wenn sich die Kapitelüberschrift auch scheinbar nur auf die Generatoren bezieht.

Als „Dynamomaschinen" im engeren Sinne pflegte man früher speziell nur eine Type zu bezeichnen und auch diese nur dann, wenn sie beim „Angehen" auf „Selbsterregung ihrer Feldmagnete" angewiesen war. Für dieses Selbsterregen hatten fast gleichzeitig Werner Siemens und Wheatstone 1867 den von der Maschine infolge der Remanenz ihrer Elektromagnete gelieferten zunächst schwachen, dann rasch ansteigenden Strom (entweder in seiner Gesamtheit oder einen Teil dieses Stromes) in Vorschlag gebracht (vgl. später in § 210), und dieses Prinzip der Selbsterregung beim Angehenlassen hatte man das „Dynamoprinzip" genannt. Der ungeheuren Fülle moderner Maschinentypen gegenüber würde aber der hieraus abgeleitete Begriff der Dynamomaschine viel zu eng gefaßt sein, als daß er heute noch etwa als Einteilungsprinzip Geltung behaupten könnte.

Je nachdem der Elektromotor mit Gleichstrom oder mit Wechselstrom angetrieben wird, unterscheidet man wiederum „Gleichstrommotoren" oder „Wechselstrommotoren" und unter den letzteren wieder sog. „Synchronmotoren" und „Asynchronmotoren". Genaueres hierüber vgl. später.

Im Folgenden soll eine gedrängte Darstellung der Haupteigenschaften dieser Maschinen gegeben werden und zwar durchweg beginnend mit den Wechselstromanordnungen, weil diese die einfacheren und darum auch leichter verständlichen sind. Dieselben sollen dabei aber gewissermaßen nur als willkommene Anwendungsbeispiele der in den vorhergehenden Kapiteln gegebenen physikalischen Grundlagen behandelt werden. Auf eine auch nur einigermaßen erschöpfende Behandlung, ja selbst auf Vollständigkeit in der Aufzählung auch nur der wichtigsten Typen muß von vornherein verzichtet werden. Hier hat das Studium von Spezialwerken einzusetzen, über welche die technische Literatur in reichlicher Menge verfügt. Aus der großen Fülle ausgezeichneter Darstellungen sollen nur die folgenden wenigen hervorgehoben werden, ohne daß damit die nicht genannten etwa minder bewertet erscheinen sollen: G. Kapp, Dynamomaschinen für Gleich- und Wechselstrom und Transformatoren, deutsch von L. Holborn und K. Kahle (Berlin 1897); derselbe, Elektrische Kraftübertragung, von den Genannten deutsch herausgegeben (ebenda, 2. Aufl. 1895). J. Fischer-Hinnen, Die Wirkungsweise, Berechnung und Konstruktion elektrischer Gleichstrommaschinen (Zürich, 4. Aufl. 1899). E. Arnold, Die Ankerwickelungen der Gleichstromdynamomaschinen (Berlin, 2. Aufl. 1895). Fr. Niethammer, Ein- und Mehrphasen-Wechselstrom-Erzeuger, Heinke's Handbuch der Elektrotechnik IV. Bd. (Leipzig, 1900); derselbe, zusammen mit E. Schulz, Elektromotoren und elektrische Arbeitsübertragung, Handbuch IX. Bd. (Leipzig 1901).

197. Die Hauptbestandteile der Dynamomaschine. — Nach der im Vorhergehenden gegebenen Definition der Dynamomaschine

hat dieselbe wesentlich aus zwei Bestandteilen zu bestehen: Dem Träger des magnetischen Kraftfeldes, den „Feldmagneten“, und dem Träger der stromführenden Leitung, der „Armatur“ oder dem „Anker“; beide Bestandteile sind beweglich gegeneinander anzuordnen.

A) Die Feldmagnete. Bei allen größeren modernen Maschinen werden ausschließlich Elektromagnete verwendet; nur bei kleinen für Handbetrieb eingerichteten Maschinen, wie sie etwa in den Anläuteapparaten bei Telephonanlagen verwendet werden, benutzt man heute noch Dauer-, d. h. Stahlmagnete. Die Formen der Feldmagnete sind überaus zahlreich. Wir wollen uns auf die feststehenden Elektromagnete, bei denen also die Armatur rotiert, beschränken. Sind sie zweipolig, so setzt man etwa beide Schenkel auf die eiserne Grundplatte G, vgl. Fig. 163 S. 381, auf, so daß hier ein eisengeschlossener Kraftlinienweg beide Magnetkerne verbindet, oder man ordnet sie paarweise an demselben eisernen Gestelle an, wie es Fig. 164 S. 382 zeigt. In jedem Falle muß man der Armatur die Kraftlinien durch geeignete Polschuhe zuführen. Dieselben sind entweder innen zylindrisch ausgebohrt, Fig. 163, oder sie greifen, wenn die Armatur die Gestalt eines flachen Ringes hat, wie es Fig. 164 darstellt, in Form eiserner Lappen PP über dieselbe hinweg. Durch den Anker oder die Armatur, welche stets einen Eisenkern besitzt, entsteht ein fast vollkommen eisengeschlossener magnetischer Kreis, welcher nur vor beiden Polschuhen möglichst schmal zu haltende Luftzwischenräume aufweist, die unvermeidlich sind, weil sich die Armatur frei zwischen den Polschuhen muß drehen können.

Schon in § 18 S. 14 nannten wir eine den Kraftlinienstrom von einem Polschuhe eines Magneten zu dem anderen hinüberleitende Eisenmasse einen „Anker“. Man hat diese Bezeichnung auch bei dem hier vorliegenden Falle beibehalten, wiewohl hier nicht von einem Anhaften des den magnetischen Kreis schließenden Ankers die Rede ist, dieser sich vielmehr in dem Felde dreht.

Der an jeder Stelle vorhandene, insbesondere auch der die Luftzwischenräume überbrückende Induktionsfluß F wird nach dem im vorigen Kapitel in § 192 S. 341 abgeleiteten Hauptgesetze des magnetischen Kreises aus der gesamten Ampèrewindungszahl der Bewickelung der Feldmagnete und aus dem Widerstande des ganzen magnetischen Schließungskreises berechnet.

Wir brauchen uns aber nicht auf die Anwendung eines einzigen magnetischen Kreises in der Maschine zu beschränken. Man hat es bei neueren und größeren Typen zweckmäßig gefunden, innerhalb der Feldmagnete mehrere getrennte Kraftlinienwege anzuordnen. Dies erreicht man, indem man ein gemeinsames Polgehäuse P, Fig. 162 S. 378 nach Innen hin mit eisernen Ansätzen versieht, auf die man die Magnetisierungsspiralen aufsetzt. Werden diese vom Strome in abwechselndem Richtungssinne (von der Mitte aus gesehen) umflossen, so entstehen ebenso viele einzelne magnetische Kreise, wie Pole vorhanden sind.

In der Fig. 162 sollen die gestrichelten und mit Pfeilen versehenen Linien je eine Kraftlinie je eines dieser Kreise darstellen; dieselben sind nicht ganz richtig gezeichnet, sie verlaufen nicht so tief in die eisenerfüllte Armatur *J J* hinein, sondern biegen hier wieder etwas nach außen hin um, so daß sie daselbst mehr der Peripherie der Armatur parallel verlaufen.

B) Die Armaturen. Die Armaturen tragen die voneinander und von ihnen selbst isolierten Stromleiter, welche mit den die Luftzwischenräume zwischen ihnen und den Polschuhen der Feldmagnete überbrückenden Kraftlinien zum Schnitte gebracht werden sollen. Die Armaturen bestehen aus Eisen, bilden aber nicht einen massiven Eisenkörper, da sich in diesem bei der Rotation im Felde höchst störende Foucault- oder Wirbelströme, § 148 S. 243, ausbilden würden. Sie sind vielmehr zerteilt und zwar nach Ebenen, welche den Kraftlinien parallel verlaufen, S. 244. Denn da nach der R.H.R. der induzierte Strom senkrecht sowohl zur Bewegungs- wie zur Kraftlinienrichtung verläuft, so kommt im letzteren Falle der Wirbelstrom nicht zustande. Die Anker oder Armaturen werden daher gewöhnlich aus aufeinander geschichteten Eisenblechen hergestellt (Blätteranker oder -armaturen); einer besonderen Isolierung zwischen den einzelnen Blättern bedarf man dabei in der Regel nicht, da die die Eisenlamellen bedeckende Oxydhaut oder die Schicht von Eisenhammerschlag gewöhnlich zur Unterteilung des Eisenweges schon hinreicht.

Die Anker haben die verschiedensten Formen je nach dem Maschinentypus. Sehen wir von den großen Wechselstromgeneratoren, von denen in § 164 S. 279 ein Modell beschrieben wurde, ab, so kommen meist zylinderförmige Gestalten, Trommeln oder Ringe in Betracht: „Trommelanker“, Fig. 160 S. 374 und 161 S. 376, und „Ringanker“, Fig. 159 S. 372.

Die Windungen liegen auf der Außenseite der Armaturen fest. Wenn sie auch durch das Innere derselben zurückgeführt sind, wie etwa bei dem Ringanker, so sind die für die Leistung der Maschine in Betracht kommenden sog. „wirksamen Leiterstücke“ doch nur die auf der Außenseite der Armatur gelegenen. Hier verlaufen diese entweder der Drehachse des Ankers parallel (bei den trommel- und zylinderartig gestalteten Ringarmaturen) oder senkrecht zu dieser (bei den Flachringen, Fig. 164 S. 382). An den Seiten sind sie in der später zu betrachtenden Weise miteinander in Verbindung gesetzt.

198. Das einzelne Wickelungselement im Magnetfelde. — Den bei den Armaturen der Dynamomaschine vorliegenden Fall, daß ein auf dem Mantel eines zylinder- oder ringförmig gestalteten, rotierenden Eisenkörpers gelegenes Leiterstück mit einem Magnetkraftfelde in Wechselwirkung tritt, hatten wir früher noch nicht näher ins Auge gefaßt. Dies soll daher hier zunächst geschehen. Eine Armatur von D cm Durchmesser führe in der Minute n Umdrehungen aus (n: Tourenzahl pro Minute). Dann ist die (Peripherie-) Geschwindigkeit, mit der sich jeder ihrer Mantelpunkte bewegt:

$$c = \pi D \frac{n}{60} \text{ cm/sek} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

Legen wir auf diesen Mantel, der Drehungsachse parallel, ein Leiterstück, welches über die ganze Länge l des Mantels hinüberreicht, so überstreicht dieses Stück in jeder Sekunde eine Fläche von $c \cdot l$ Quadratcentimetern. Die Kraftlinienzahl pro cm^2 im Inneren eines magnetischen Kreises hatten wir im vorhergehenden Kapitel durchweg mit $\mathfrak{B}$ bezeichnet, wenn auch dort, wo der Kraftlinienstrom aus dem Eisenwege in die Luft übertritt, $\mathfrak{B}$ mit der Feldstärke $\mathfrak{H}$ identisch wird. Wir wollen auch hier diese Bezeichnung beibehalten. In dem Luftzwischenraume zwischen einem der Polschuhe und der Armatur möge demnach an der Stelle, wo sich gerade das ins Auge gefaßte Leiterstück befindet, der Kraftlinienstrom von $\mathfrak{B}$ Linien pro cm^2 von der einen zur anderen Seite übertreten. Dann wird in diesem Stücke nach § 152 Formel (39) S. 251 eine E.M.K. von $e = \mathfrak{B} c l$ elektromagnetischen Einheiten, oder nach § 153 S. 254 von

$$e = \mathfrak{B} c l \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (58)$$

induziert, wo c den durch (57) bestimmten Wert hat, so daß also für jede rotierende Anordnung von der Art der genannten die in einem einzelnen Elemente der Bewickelung induzierte E.M.K.

$$e = l \mathfrak{B} \pi D \frac{n}{60} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (58a)$$

ist.

Fließt durch das Stück ein Strom von I Ampères, so wird nach § 104 Formel (31) S. 147 auf dasselbe eine Zugkraft von $P = \mathfrak{B} I l / 10$ Dyne von dem Felde aus ausgeübt. Da nach § 41 S. 47 der Kraft von 981000 Dynen der Gewichtszug von 1 kgr entspricht, so ist diese Zugkraft

$$P = \mathfrak{B} I l / 9810000 \text{ kgr-Gewicht}$$

oder

$$P = 10{,}2 \, \mathfrak{B} I l \cdot 10^{-8} \text{ kgr-Gewicht} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (59)$$

Die Formeln (58a) und (59) stellen diejenigen Formen der früher von uns formulierten Gesetze dar, wie sie der Berechnung der Dynamomaschinen zugrunde zu legen sind; bei den Generatoren gibt (58a) die in jeder einzelnen wirksamen (vgl. S. 354) Windung induzierte E.M.K., (59) die pro Windung von der äußeren Drehkraft zu überwindende Zugkraft; bei den Motoren gibt (59) die durch die von außen zugeführte elektrische Leistung mit jeder einzelnen Windung erzielte Zugkraft, (58a) die bei der Inganghaltung der Maschine zu überwindende, im Anker selbst induzierte elektromotorische Gegenkraft.

199. Offene Ankerwickelungen. — Bezüglich der Art, wie man die Armaturen zu bewickeln pflegt, unterscheidet man zwei Haupttypen: „offene“ und „geschlossene“ Wickelungen. Bei den ersteren bildet die auf der Armatur liegende Leiteranordnung keine in sich

geschlossene Strombahn, sondern dieselbe wird erst dadurch geschlossen, daß an die Enden derselben der äußere Stromkreis angelegt wird. Bei den geschlossenen Wickelungen bilden dagegen die auf dem Anker liegenden Leiter an sich schon eine in sich zurücklaufende, vollkommen geschlossene Strombahn, die auch ohne mit einer äußeren Leitung verbunden zu sein, einen geschlossenen Strom in sich beherbergen könnte; um diesen aus der Maschine heraustreten zu lassen, sind an geeigneten Stellen Ableitungen vorhanden.

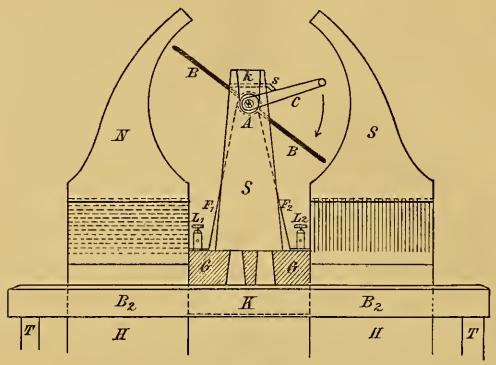


Fig. 148.

Wir wollen zuerst einige einfache Fälle von offenen Ankerwickelungen betrachten. Der einfachste Fall wird der sein, daß ein einfaches Drahtrechteck zwischen den Polschuhen des Feldmagneten rotiert, wie es etwa Fig. 148 in Vorderansicht darstellt; Fig. 149 zeigt den vorderen Teil desselben vergrößert und von oben gesehen. Man muß sich dieses Rechteck auf eine Eisentrommel gelegt denken, die aus Blechen besteht, welche auf der Achse A nebeneinander aufgeschichtet sind; dieser Eisenkern ist in der Figur nur der Übersichtlichkeit halber nicht mit gezeichnet worden. Die vorderen Enden des Drahtbügels BB sind mit zwei Schleifringen r_1 und r_2, den sog. Kollektoren verbunden.

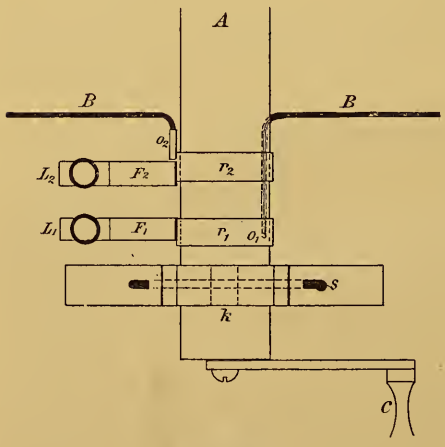


Fig. 149.

Daher treffen sich die Enden der Armaturwindung nirgends, vielmehr geht das rechte Ende von B Fig. 149 unter dem Schleifringe r_2 durch und ist mit r_1 bei o_1 verbunden, während das linke Ende von B bei o_2 direkt in r_2 einläuft.

An den Kollektorringen endet die Armaturwindung BB, sie ist hier offen. Um sie zu schließen, liegen hier die Schleiffedern F_1 und F_2 auf, welche zunächst zu den Klemmen L_1 und L_2, den Polen der Maschine, laufen und von hier aus an eine Fernleitung

angeschlossen werden können. Ist diese angefügt, so ist der ganze, die Ankerwickelung mit enthaltende Leiterkreis ein geschlossener. Die beiden Schleiffedern F_1 und F_2 in Fig. 149 können sich hierbei natürlich ebensogut gegenüberstehen, wie es Fig. 148 oder Fig. 151 zeigt.

Will man die Wirkungsweise dieser und der im folgenden beschriebenen Armaturtypen zur Demonstration bringen, so kann man etwa das folgende einfache Modell verwenden, bei dem man die Anker leicht auswechseln kann:

Auf die vertikal nach oben ragenden Polenden des Hufeisenmagazins $H H$, Fig. 148, oder noch besser eines kleinen Elektromagneten, werden Polschuhe aus Eisen N und S gesetzt; ihre Innenflächen sind hohlzylinderförmig gestaltet. Auf das obere Brett B_2 des Gestelles mit den Trägern $T T$ ist das Grundbrett $G G$ des kleinen Apparates S gesetzt; dasselbe greift mit einem unten befestigten Holzklotze K in den Ausschnitt des Brettes $B_2 B_2$ zwischen den Magnetschenkeln $H H$ hinein; seitliche Ausschnitte gestatten es über die Magnetschenkel und die Polschuhe zu schieben. Auf diesem Brette $G G$ erheben sich zwei vertikale Ständer S_1 und S_2, vgl. auch die Oberansicht Fig. 151, welche die eiserne Achse A tragen. Diese ragt mit ihrem verjüngten Ende in eine Bohrung des rückwärts gelegenen Ständers S_2 hinein und ist mit einem halsartig verengten Teile in einen Ausschnitt des vorderen Ständers S_1 gelagert. Hier wird sie durch ein darüber gesetztes Keilstück k, welches durch den Stift s in seiner Lage gehalten wird, selbst bei raschem Drehen, wenn man das Maschinchen etwa durch einen Wassermotor antreiben will, am Herausspringen gehindert, vgl. auch Fig. 149. Nach dem Herausnehmen von s und k kann auch die Achse A leicht aus ihren Lagern gehoben werden. Vorn ist an ihr die Kurbel C oder eine Antriebsscheibe mit einer Riefe am Rande befestigt.

Auf die Achse A sind so viele in der Mitte durchbohrte Eisenbleche hintereinander aufgeschichtet, daß die ganze Tiefe des Raumes zwischen den Polschuhen ausgefüllt ist; vorn und hinten werden sie durch Stifte, welche durch die Achse gesteckt sind, zusammengehalten. Um die hierbei entstehende Eisentrommel ist zunächst nur eine einzige Windung eines isolierten Kupferdrahtes gelegt, deren Enden in die auf die Achse unter Zwischenschaltung einer Lage Preßspahnes isoliert aufgesetzten Ringe r_1, r_2 Fig. 149 eingeführt sind; der Ring r_1 trägt innen die Öse o_1, der Ring r_2 außen die Öse o_2, in welche die Enden von $B B$ eingesteckt werden. Die Wickelung selbst wird auf der Armatur durch Umwinden mit Isolierband (durch sog. Bandagieren) festgehalten.

Auf den Ringen r_1 und r_2 schleifen die Federn F_1 und F_2, welche mit den Leitungsklemmen L_1 und L_2 auf dem Grundbrette $G G$ festgeschraubt sind. Bei später zu besprechenden Anordnungen werden hier andere Schleiffedern und Klemmen befestigt.

Vergegenwärtigt man sich den Verlauf der Kraftlinien, so erkennt man, daß die von links her aus N austretenden Kraftlinien direkt in die auf A sitzende Eisenmasse eintreten und den Luftzwischenraum auf dem kürzesten Wege überbrücken werden. Man hat hier also ein verhältnismäßig sehr starkes und nahezu homogenes Feld vor sich. Infolge der großen Permeabilität des Eisens wird der gesamte Kraftlinienstrom durch den Ankerkern hindurchziehen und dann den Luftraum rechts überschreitend wieder in S einmünden. Verhältnismäßig nur sehr wenige Kraftlinien werden nach oben oder unten aus dem Eisenzylinder heraustreten, ja an der zu höchst und zu tiefst stehenden Mantellinie, also zwischen den Magnetschenkeln, werden gar keine Kraftlinien durch die Oberfläche der Eisenmasse mehr hindurchgehen, hier liegt die „Indifferenzzone“ oder der magne-

tische Äquator (§ 21 S. 16) der Armatur oder die sog. neutrale Linie n_1 n_2 (vgl. z. B. Fig. 153 S. 362) des Feldes.

Demzufolge wird sich für die Induktionswirkungen in der Bewickelung bei einer Drehung der Armatur mit konstanter Winkelgeschwindigkeit der folgende Spannungsverlauf ergeben: Denken wir uns den Anker rechts herum gedreht und von der horizontalen Lage des Bügels BB ausgehend. In dem linken Leitungsstücke wird der R.H.R. zufolge eine E.M.K. induziert, welche nach rückwärts gerichtet ist, in dem rechten eine gleichgroße, welche die Elektrizitätsteilchen nach vorn treibt. Da die beiden Längsseiten des Drahtrechteckes auf der rückwärtig gelegenen Trommelseite durch die kürzere Querseite miteinander in Verbindung stehen, so addieren sich beide Wirkungen, die in der Maschine geweckte E.M.K. wirkt gegen den Kollektorring r_1, die Klemme L_1 ist die positive, von hier geht der Induktionsstrom aus, wenn wir die Maschine durch eine äußere Leitung schließen, und kehrt durch die Klemme L_2, die Feder F_2 und den Ring r_2 wieder in die Armatur zurück.

Da das Feld an der hier in Betracht kommenden Stelle, wie oben bemerkt, sehr nahe homogen ist, so werden bei weiterer Drehung

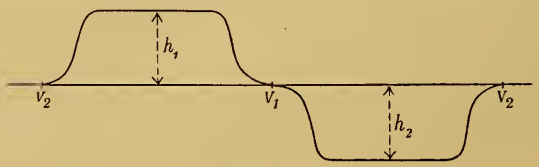


Fig. 150.

immer gleich viele Kraftlinien auf beiden Seiten geschnitten, der soeben erhaltene Wert der Spannung, wir wollen ihn mit h_1 bezeichnen, wird eine Zeitlang andauern. Tragen wir also die Zeit oder die ihr proportionale Winkeldrehung der Armatur als Abszisse, die Spannung als Ordinate auf, so wird ein zur Abszissenachse paralleles Geradenstück, welches wir in der Höhe h_1 über der Abszissenachse zeichnen, vgl. Fig. 150, den Verlauf der Spannung für diese Epoche darstellen. Dies dauert so lange an, als die Wickelung in dem Zwischenraume zwischen den Polschuhen und dem Ankerkerne sich weiter bewegt. Sowie sie aber oben und gleichzeitig unten (vgl. Fig. 148) aus diesem Zwischenraume heraustritt, kommt sie an Stellen, an denen immer weniger und weniger Kraftlinien die Oberfläche der Eisentrommel durchsetzen; die Spannung sinkt sehr rasch herab und wird schließlich gleich Null in dem Momente, in welchem das Drahtrechteck vertikal steht, die magnetische Indifferenzzone also erreicht ist: Punkt v_1 in der Fig. 150.

Bei der Weiterdrehung der Armatur gelangt zwar die Wickelung sofort wieder mit Kraftlinien zum Schnitte, anfangs nur mit wenigen, sehr bald mit einer größeren Anzahl, ihre beiden Seiten haben aber ihre Rollen vollkommen miteinander vertauscht. Da die obere Bügel-

seite z. B., welche vorher in aufsteigender Richtung sich bewegte, jetzt herabsteigt, so durchschneidet sie nun die gleich gerichteten Kraftlinien im umgekehrten Sinne, ebenso die untere Bügelhälfte, die jetzt aufsteigt; die in beiden geweckten Induktionswirkungen addieren sich wieder, da sie hintereinander geschaltet bleiben, aber die Richtung der E.M.K. hat sich in der Maschine umgekehrt: Klemme L_1 führt jetzt die — Spannung. Von dem Momente an, in welchem die Windungen vor die Flächen der Polschuhe treten, wird die Spannung wieder konstant, den ihr entsprechenden Wert h_2 muß man aber jetzt in dem „Spannungsdiagramme“ Fig. 150 nach unten hin abtragen. Sowie die Leiter vor den Polflächen vorbeigeglitten sind, sinkt die Spannung wieder, geht in dem Momente, wo die neutrale Linie passiert wird, durch den Wert 0 hindurch: Punkt v_2 im Diagramme; das Spiel beginnt von neuem. Wir erhalten einen Wechselstrom; h_1 und h_2 stellen die Maximalamplitude seiner Spannung, die Strecke von v_2 links bis v_2 rechts stellt seine volle Periode dar. Die Werte von h_1 und h_2 werden durch die Formel (58a) S. 355 gegeben.

Würde man einen ähnlichen Wechselstrom von genau derselben Periode mittels irgend einer anderen Anordnung herstellen und denselben unserer Maschine zuführen, so würde diese als Motor laufen, falls sie in den Rhythmus dieses Wechselstromes hineingebracht worden wäre. Trifft z. B. das der Spannung h_1 entsprechende Maximum der Stromstärke das Drahtrechteck gerade in horizontaler Lage, also im dichtesten Teile des Feldes an, so ist auch die Zugkraft P (Formel (59) S. 355) besonders groß und treibt die Wickelung aus dem Zwischenraume zwischen Ankerkern und den Magnetschenkeln heraus. Wenn bei dem v_1 oder v_2 entsprechenden Punkte die antreibende Stromstärke auch gleich Null wird, so hilft doch die Trägheit des rotierenden Teiles diesen über die beiden „Totpunkte“ hinweg, wenn die Belastung nicht zu groß ist; auf der anderen Seite der Vertikalstellung kommt sofort wieder die entsprechend umgerichtete Zugkraft zu Hilfe. Man kann dies leicht an dem Modelle Fig. 148 demonstrieren, wenn man diesem Gleichstrom zuführt, den man jedesmal kommutiert, sowie der Drahtbügel die Vertikalebene passiert. Man hat hier das Modell eines Synchronwechselstrommotors vor sich.

200. Verwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom; der Kommutator. — Die Maschine Fig. 148 läßt in ihrem Inneren bei der gewählten Anordnung der Armaturbewickelung zunächst nur Wechselstrom entstehen. Um aus einem solchen Wechselstrome gleichgerichteten Strom, Gleichstrom herzustellen, wandte zuerst Pixii 1832 den sog. „Kommutator“ an. Die einfachste Form eines solchen Kommutators besteht aus zwei auf der Achse befestigten, sowohl von dieser wie unter sich isolierten, halbzylindrisch geformten Kontaktstücken, von denen jedes mit einem Wickelungsende dauernd verbunden ist. Auf beiden Kommutatorsegmenten schleift je eine Kontaktfeder oder eine Kontaktbürste aus Metalldrähten oder Metallgewebe. Die Stellung der Bürsten ist so zu wählen, daß ihr Abgleiten von dem einen Kontaktstücke und ihr Übergehen auf das andere gerade in dem Momente erfolgt, in welchem die induzierte Spannung durch den Nullwert hindurchgeht, also an den Punkten v_1 und v_2 Fig. 150 der Wechselstromperiode. Sonst

würde bei hoher E.M.K. Funkenbildung und damit eine allmähliche Zerstörung der Kontaktstücke eintreten.

Das Modell Fig. 148 kann man leicht dadurch aus einem Wechselstromgenerator in einen Gleichstromdynamo verwandeln, daß man die Schleifringe r_1 r_2 Fig. 149 von der Achse abzieht und statt ihrer die durch einen Hartgummiring zusammengehaltenen Kontaktstücke c_1 und c_2 Fig. 151 auf dieselbe aufsetzt und die Bügelenden in die an ihnen festgelöteten Hülsen o_1 und o_2 einschiebt. Die Kontaktfedern F_1 und F_2 mit ihren Klemmen L_1 und L_2 werden auf dem Grundbrette einander gegenüberstehend angeschraubt.

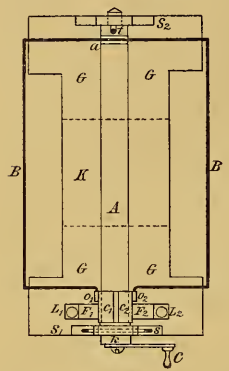


Fig. 151.

Während der Drahtbügel BB sich aus der horizontalen Lage entfernt, wobei sich die linke Wickelungsseite hebt, Fig. 148, die rechte senkt, wird nach dem Vorigen (§ 199) ein Strom induziert, welcher gegen den Halbzylinder c_2 gerichtet ist und durch die Schleiffeder F_2 der Klemme L_2 zugeführt wird; diese spielt also die Rolle der +-Klemme unserer Stromquelle; L_1 ist die — Klemme.

Hat der Bügel die Vertikalstellung passiert, so geht die aufsteigende Bewegung der erstgenannten Langseite in eine absteigende und die der anderen in eine aufsteigende über: die Stromrichtung kehrt sich in beiden Seiten um. Gleichzeitig tritt aber der Zylinder c_1 mit der Feder F_2, der Zylinder c_2 mit der Feder F_1 in Kontakt. Daher kommt auch jetzt noch der Strom bei L_2 aus der Maschine, diese Klemme ist dauernd + Klemme. Bei abermaligem Durchgange durch die Vertikallage kehrt sich die Stromrichtung im Bügel wieder um, bleibt aber im äußeren an L_2 L_1 angeschlossenen Leitungskreise unverändert dieselbe, dieser wird von „Gleichstrom" durchflossen. Freilich ist dessen Spannung durchaus nicht konstant, sondern nimmt während jeder Periode zweimal bis zu Null ab. Die ihm entsprechende „Spannungskurve" würde aus Fig. 150 erhalten werden, wenn man den zweiten, unter der Abszissenachse gelegenen Teil derselben hochklappt und ebenfalls über die Abszissenachse legt. Dieses starke Pulsieren der Spannung ist für viele Zwecke unzuträglich, so daß eine Anordnung, wie die hier besprochene, noch nicht den an eine Gleichstrommaschine zu stellenden Anforderungen genügen würde. Wie man sich hier hilft, wird in § 202 erläutert werden.

201. Der Siemens'sche Doppel-T-Anker. — Ehe wir zu den geschlossenen Armaturwickelungen übergehen, soll noch eine einfache offene Wickelung besprochen werden, welche im Prinzipe der in den voranstehenden beiden Paragraphen behandelten vollkommen gleicht, dieselbe aber dadurch an Leistung übertrifft, daß bei ihr nicht eine einzige Windung, sondern eine größere Anzahl gleichsinnig gewickelter Drahtwindungen durch das Magnetfeld geführt wird. Der Eisenkern der Armatur besteht hier aus aufeinander geschichteten Eisenblechen,

welche die Form *FF*, Fig. 152, haben, die angenähert derjenigen zweier mit ihren Stielen gegeneinander gestellten Buchstaben T gleicht (daher dann auch der Name); die Bleche sind auf der Achse festgekeilt. In die beiderseitig in den Anker eingreifenden eisenfreien Vertiefungen sind die gut isolierten Windungen *W W* gelegt. Das Ganze ist mit Isoliermaterial gut umwunden („bandagiert"), damit die Windungen beim raschen Drehen infolge der sich in ihnen entwickelnden Zentrifugalbeschleunigungen nicht herausfliegen. Die Endigungen der Wickelungen sind entweder an Schleifringe gelegt zur Entnahme von Wechselstrom oder mit entsprechenden Kommutatorsegmenten verbunden, wenn Gleichstrom entnommen werden soll. Man hat also auch hier eine an sich offene Wickelung, die erst durch eine angelegte äußere Leitung zu einem geschlossenen Stromkreise vervollständigt wird.

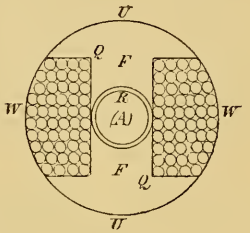


Fig. 152.

Statt der Achse mit dem einfachen Drahtrechtecke kann man in das Modell Fig. 148 S. 356 auch eine andere Achse mit einem solchen Doppel-T-Anker einführen und auf diese die bereits oben benutzten Schleifringe bezw. die Kommutatorsegmente aufsetzen.

Während des Durchganges der Windungen durch die Vertikalstellung liegen auch hier beide Federn auf den beiden Kommutatorhälften gleichzeitig auf; die Windungen sind dann metallisch „kurz", d. h. in sich geschlossen. Da in dieser Stellung aber gerade keine E.M.K. geweckt wird, vgl. oben S. 358, so führt dieser Kurzschluß zu keinen Unzuträglichkeiten; die Langseiten der einzelnen Windungen gehen in diesem Momente fast alle den Kraftlinien nahezu parallel, so daß keine derselben geschnitten wird.

Die Doppel-T-Anker mit dem zweiteiligen Kommutator werden noch jetzt bei kleinen Maschinen mit Handbetrieb vielfach verwendet, z. B. bei den bereits S. 353 erwähnten Telephonanrufapparaten. Dann aber namentlich bei der elektrischen Minenzündung, wo sie mit Elektromagneten ausgerüstet eine kompendiöse, leicht transportable und zuverlässige Stromquelle liefern. Sie können auch bei kleinen Motoren von einigen Zehnteln Pferdestärken verwendet werden, welche zum Antreiben von Rührwerken, kleinen Ventilatoren usw. dienen.

202. Die Ringwickelung. — Ein außerordentlich wichtiger Fortschritt wurde in der Erzeugung starker Induktionsströme durch die von dem Professor Pacinotti 1864 zuerst angegebene, dann in Vergessenheit geratene und 1871 von dem Modellschreiner Gramme unabhängig davon neu gefundene Konstruktion eines Ringankers gemacht. Bei diesem ist auf einem in dem Magnetfelde drehbaren Eisenringe *E E*, Fig. 153, eine Spiralwindung aus isoliertem Drahte angeordnet, die in sich zurückläuft, also vollkommen geschlossen ist. Hier bildet also die Gesamtheit aller auf dem Anker befindlichen Leiter für sich schon eine geschlossene Leitung, ohne daß es dazu des Anschlusses einer äußeren Stromleitung bedürfte.

Der Anker selbst besteht aus ringförmig ausgestanzten Eisenblechen, welche durch Bolzen, die durch sie hindurchgehen, mit Verschraubungen an den Enden fest zusammengehalten werden.

Diese Bolzen sind gegen die Eisenmasse der Armatur selbst womöglich isoliert. Wenn sie daher auch zusammenhängende Leiterstücke darstellen, welche quer zu den Kraftlinien bewegt werden, so kommen dadurch doch nur elektrische Verschiebungen, aber keine störenden Wirbelströme zustande.

Man hat sich den Eisenring EE in Fig. 153 weiter nach rückwärts verlängert vorzustellen, so daß der Kern dieses Ringankers eher einem Eisenzylinder von einer den Durchmesser D übertreffenden Länge l ähnlich zu denken ist. Dieser Eisenmantel wird von der Achse A vermittelst Speichen getragen (dieselben sind in der Figur nicht mitgezeichnet).

Haben wir, wie es in Fig. 153 angenommen ist, links die nordpolare Quellregion, rechts die südpolare Sinkregion des Feldmagneten, so gehen die Kraftlinien, fast senkrecht den schmalen Luftzwischenraum überquerend, von N aus in den Eisenring hinein, treten aber im Inneren desselben nicht wieder heraus, sondern verbleiben, der hohen Permeabilität des Eisens zufolge, in diesem und ziehen den weiteren Eisenweg vor. Dieses Verhalten wurde schon durch das Feilichtbild, Fig. 25 S. 40 erläutert; in Fig. 153 wird der Kraftlinienverlauf durch einige in EE eingezeichnete Linien erläutert. Man sieht, daß diese Linien oben und unten in der neutralen Zone $n_1\, n_2$ am dichtesten im Ringe zusammengedrängt sind; hier geht je eine ganze Hälfte des gesamten Kraftlinienstromes durch den Ring hindurch; den Mitten m_1 und m_2 der Polflächen gegenüber weichen sie im Ringmateriale am weitesten auseinander.

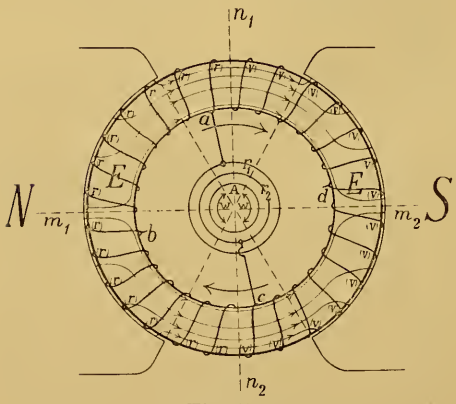


Fig. 153.

Auch wenn der Ring sich dreht, ist der Kraftlinienverlauf nahezu der gleiche, so lange kein Strom in der Ringwickelung zirkuliert. Sowie dies aber eintritt, verschiebt sich der Kraftlinienverlauf mit wachsender Stromstärke mehr und mehr, und im Zusammenhange damit erscheint dann die neutrale Linie $n_1\, n_2$ gegen die Vertikale etwas im Rotationssinne gedreht.

Der Umstand, daß die Kraftlinien nur den Ringmantel durchsetzen, nicht aber in das Ringinnere übertreten, bringt es mit sich, daß als „wirksame Leiterstücke“ nur die an der Außenseite des Ringes gelegenen Windungsteile in Betracht kommen; die inneren Lagen der Windungen dienen nur zur Rück- und Weiterleitung

der in den einzelnen Windungen geweckten Impulse. Wir können daher bezüglich der in den einzelnen Leiterstücken induzierten E.M.K. ganz dieselben Betrachtungen wie S. 358 anstellen. Verfolgen wir also eine Windung, etwa die Windung a bei ihrer Wanderung durch das Feld, wobei wir uns wieder wie früher den Anker rechts herum gedreht denken, so ergibt sich folgendes: So lange die Windung a vor dem N-Pole vorübergeht, schneidet sie fortwährend Kraftlinien in dem Sinne, daß die in ihr nach der R.H.R. induzierte E.M.K. am Außenrande des Ringes nach rückwärts gerichtet ist.

Man kann auch so sagen: Die Zahl der von der Windung a umschlossenen Kraftlinien ändert sich hier relativ schnell, sie nimmt von N aus gesehen auf dem Wege von m_2 nach n_1 hin zu, Gegenzeigerstrom wird der MAXWELL'schen Regel zufolge induziert, was der soeben angegebenen Richtung der E.M.K. in der Tat entspricht.

Das Gleiche gilt von allen Nachbarwindungen, was in Fig. 153 durch die diesen Windungen beigeschriebenen Buchstaben r angedeutet werden soll. In dem Maße, als sich die Windung a der neutralen Zone $n_1\, n_2$ nähert, nimmt die Zahl der pro Zeiteinheit geschnittenen Kraftlinien und damit die in ihr geweckte E.M.K. ab.

Die Zahl der umschlossenen Kraftlinien nähert sich mehr und mehr dem konstanten Maximalwerte, den sie in der Zone $n_1\, n_2$ selbst hat.

Praktisch hört dieses Schneiden eigentlich bereits auf in dem Momente, in dem die Windung a aus dem Zwischenraume zwischen dem Polschuhe und dem Eisenringe heraustritt. Die Spannung in ihr nähert sich dem Nullwerte, der in der Stellung n_1 erreicht wird. Bei der Weiterwanderung nimmt die E.M.K. wieder zu, jetzt aber im umgekehrten Sinne; dieselbe wirkt am Außenrande des Ringes durchgängig von rückwärts nach vorn (Buchstaben v in Fig. 153). Dies dauert an, bis die Windung a die neutrale Zone bei n_2 abermals passiert. Wir erhalten für die einzelne Windung demnach fast den gleichen Verlauf der Spannung, wie ihn die Fig. 150 S. 358 darstellt.

Die Bewickelung besteht aber jetzt aus einer großen Zahl einzelner Windungen, welche alle schraubenlinienartig miteinander in Verbindung stehen. Die in jeder einzelnen induzierte E.M.K. addiert sich zu derjenigen, die in den Nachbarwindungen geweckt wird, denn die Windungen sind ja alle hintereinander geschaltet. Da aber in allen, in jedem Augenblicke links von der neutralen Linie liegenden Windungen E.M.K. induziert werden, welche nach rückwärts (r), in allen rechts gelegenen dagegen solche, welche nach vorn (v) gerichtet sind, so heben sich diese Kräfte in der Ringwickelung selbst gegenseitig auf.

Dies geschieht freilich nur dann, wenn die Wickelung vollkommen gleichmäßig über den ganzen Ring hin verteilt, wenn sie fehlerfrei hergestellt ist. Dies sucht man aus mehrfachen Gründen jedenfalls immer zu erreichen.

Wir wollen die Größe der gesamten E.M.K., welche in jeder Ringhälfte im ganzen induziert werden kann, berechnen. Die in jeder einzelnen Windung induzierte E.M.K. ist bei der Tourenzahl n,

dem Durchmesser D, der Länge l des Ringes und der Kraftlinienzahl $\mathfrak{B}$, welche auf jeden cm² in dem Raume zwischen Polschuhen und Eisenring kommt, nach Formel (58a) S. 355.

$$e = l\,\mathfrak{B}\,\pi\,D\,\frac{n}{60}\cdot 10^{-8}\ \text{Volt}.$$

Nun wurde bereits oben S. 363 bemerkt, daß für die Gesamtinduktion wesentlich nur diejenigen Teile der wirksamen Leitung in Betracht kommen, welche sich augenblicklich vor den Polschuhflächen selbst befinden. Diese Teile sind alle hintereinander geschaltet. Ist also z die gesamte Zahl der wirksamen Leiter (in unserem Falle zugleich die gesamte Windungszahl auf dem Ringe), und entspricht die Erstreckung der Polflächen auf jeder Seite dem Bogen w an der Achse, vgl. Fig. 153, so entfallen auf jeden der beiden kraftlinien-durchsetzten Zwischenräume immer je $z\,\frac{\text{w}}{2\pi}$ verschiedene Leiterstücke.

Hier ist w in Bogenmaß angegeben gedacht. Hat man w etwa der Werkzeichnung der Maschine in Graden entnommen, so muß man also w^0 durch Multiplikation mit $\left(\frac{\pi}{180}\right)$ in Bogenmaß verwandeln.

Die gesamte auf je einer Ringseite induzierte E.M.K. ist also:

$$E = \text{w}\,\frac{D}{2}\,l\,\mathfrak{B}\cdot z\,\frac{n}{60}\cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60)$$

Diese Gleichung gestattet eine sehr bemerkenswerte Vereinfachung: Das Produkt $\text{w}\,D/2$ stellt offenbar die Breite der Kraftlinien spendenden Polflächen dar, (Centriwinkel mal Radius). Multiplizieren wir diese mit l, so erhalten wir die Größe der Polflächen selbst, und diese mit $\mathfrak{B}$ multipliziert gibt den gesamten aus N aus-, in den Ring über-, und in S wieder eintretenden Kraftlinienstrom F. Wir können also auch schreiben:

$$E = F\cdot z\,\frac{n}{60}\cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60\text{a})$$

Hier ist F durch die Ampèrewindungszahl der Schenkelwickelungen und den gesamten magnetischen Widerstand nach Formel (55d) S. 341 bestimmt.

Wir haben hier bei der Ableitung freilich noch vorausgesetzt, daß der Kraftlinienstrom gleichmäßig über die ganze Polfläche verteilt ist, daß wir es also mit einem homogenen Felde zu tun haben. Es soll aber, vgl. unten in § 207, gezeigt werden, daß die wichtige Gleichung (60a) unabhängig davon ganz allgemein giltig ist.

203. Entnahme von einphasigem Wechselstrome aus einer Ringarmatur. — Verbinden wir zwei einander diametral gegenüberliegende Windungen einer gleichförmigen Ringwickelung, etwa die Windungen a und c, Fig. 153, mit je einem auf der Achse A isoliert aufsitzenden Schleifringe r_1 und r_2, ähnlich wie es Fig. 149 S. 356 zeigt, so können wir hier die in dem Ringe wirkenden Span-

nungen durch Schleiffedern F_1 und F_2 abnehmen und sie Polklemmen L_1 und L_2 zuführen.

Die Ausbiegung der von unten herauf kommenden Linie, welche die Verbindung der Windung c mit dem Ringe r_2 darstellt, an der Stelle, wo sie den Ring r_1 überschreitet, soll andeuten, daß diese Verbindung an dem Ringe r_1 vorbeigeht. In dieser Weise pflegt man ganz allgemein in der Elektrotechnik Verbindungen zu zeichnen, die im Raume aneinander vorbeigehen, in der Zeichnungsebene sich aber überkreuzen, vgl. z. B. Fig. 157 S. 370, wo drei Leitungen vollkommen voneinander getrennt nach drei Ringen geführt zu denken sind.

Diese elektrischen Spannungen im Ringe werden sich in bezug auf die Ableitungen nicht mehr aufheben. Wir haben vielmehr einen Verlauf der an r_1 und r_2 zutage tretenden Spannungsdifferenzen zu erwarten, der sich wie folgt ergibt:

Wir fassen zunächst den Moment ins Auge, in welchem der Punkt a der Ringwickelung gerade oben bei n_1, der Diametralpunkt c unten bei n_2 in die neutrale Zone n_1 n_2 eintritt. In allen links von n_1 n_2 gelegenen Windungen werden E.M.K. nach der R.H.R. geweckt, welche außen am Ringe nach rückwärts gerichtet sind. Dieselben addieren sich und ihre Gesamtheit drängt von rückwärts her nach vorn zu gegen den abgeleiteten Punkt a heran. Auf der rechten Seite von n_1 n_2 sind die außen am Ringe geweckten E.M.K. nach vorn gerichtet, eine der Summe aller Einzelimpulse entsprechende E.M.K. drängt bei a von vorn nach rückwärts, also der erstgenannten E.M.K. entgegen; es muß dadurch bei a ein Anstauen der positiven Elektronen entstehen, vgl. § 143 S. 234. Gerade das Umgekehrte findet bei c in dem gedachten Augenblicke statt; hier wirken die beiden parallel geschalteten Hälften der Ringwickelung absaugend, zwischen den Punkten a und c muß sich eine Spannungsdifferenz ausbilden, und zwar ist es dieselbe, welche im vorigen Paragraphen S. 364 berechnet und durch Formel (60 a) dargestellt wurde. Sie hat eine Höhe, wie sie (in gleichem Sinne) bei keiner andern Stellung der Armatur wieder erreicht wird. Denn geht bei der Weiterdrehung derselben a nach rechts hin über die Linie n_1 n_2 hinaus, so treten zu den noch vorhandenen Windungen, welche nach wie vor Elektrizitätsteilchen heranschieben, solche Windungen hinzu (nämlich die zwischen a und n_1 gelegenen), welche Teilchen absaugen; die an dem Punkte a wirksame Gesamtspannung muß also herabgehen; ähnliches gilt von dem Punkte c. Die Spannungsdifferenz zwischen beiden Punkten muß sinken, etwa wie die Linie Fig. 154 von dem bei der Stelle n_1 erreichten Höchstwerte herabgeht. Dies wird so lange andauern, bis nach einer Vierteldrehung des Ringes a und c gerade

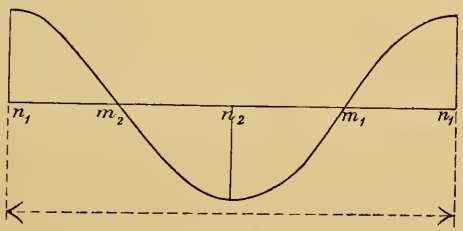


Fig. 154.

vor die Mitten der Polschuhe gelangt sind, und a bei m_2, c bei m_1 liegt. Dann bringen die zwischen m_2 und n_2 liegenden Windungen Elektrizitätsteilchen mit einer gewissen Spannung gegen a heran, die Windungen zwischen m_2 und n_1 ziehen solche von a fort. Da auch in bezug auf die horizontale Linie m_1 m_2 alles symmetrisch ist, so sind die elektrischen Spannungen beider Zugwirkungen die gleichen, gegen a selbst wirkt keine E.M.K. mehr (sie wirkt gewissermaßen nur an a vorbei). Analoges gilt für die links von n_1 n_2 gelegenen Windungen, deren Wirkungen sich in bezug auf den vor m_1 liegenden Ableitepunkt c gerade aufheben. Die Spannungsdifferenz zwischen a und c geht dann durch den Wert 0 hindurch (Stelle m_2 der Fig. 154), um dann sogleich wieder zu wachsen, aber, wie man leicht sieht, im umgekehrten Sinne. Wenn a nach n_2, c nach n_1 gelangt, haben beide Punkte ihre Rolle gegenüber derjenigen, die sie in der zuerst ins Auge gefaßten Stellung spielten, getauscht; die Spannung der Maschine erreicht wieder einen Maximalwert, aber von umgekehrtem Vorzeichen (Punkt n_2 in Fig. 154). Durch einen Nullwert (Punkt m_1) hindurch kehrt die Spannungsdifferenz zu dem Ausgangswerte zurück, das Spiel beginnt von neuem.

Im allgemeinen ist daher der zeitliche Verlauf der an den Schleifringen abzunehmenden Spannung ein analoger, wie er in § 199 S. 358 für eine einzige Windung geschildert und in Fig. 150 S. 358 dargestellt wurde. Ein großer Unterschied besteht aber darin, daß wir es jetzt nicht mehr mit einer einzigen Windung zu tun haben, sondern mit vielen hintereinander geschalteten Windungen. Wenn also auch das gerade ins Auge gefaßte und nach Schleifringen abgeleitete Windungspaar a und c aus den Zwischenräumen zwischen Polschuhen und Armatur heraustritt, so sinkt doch nicht die Spannung wie früher bei nur einer Windung plötzlich herab (vgl. Fig. 150), sondern es sind ja noch viele Windungen vorhanden, die gleichmäßig weiter wirken, so daß die Spannung sogar noch steigt, bis a und c die neutrale Linie erreicht haben. Wir vermögen hier also einen viel gleichförmigeren Verlauf der Spannung herbei zu führen, als wenn wir nur eine einzige Windung durch das Feld bewegten, einen Verlauf, wie ihn etwa die Fig. 154 darstellt.

Namentlich wenn man die Polschuhe geeignet abschneidet und ausschneidet, überhaupt, wenn man den Kraftlinienverlauf entsprechend führt, kann man die Ecken in der Spannungskurve, wie sie noch Fig. 150 zeigt, mehr und mehr abrunden und ein sehr gleichmäßiges An- und Absteigen der Spannung herbeiführen.

Die Dauer einer Umdrehung der Armatur ist zugleich die Zeitdauer, nach der alle Windungen wieder in derselben Lage in bezug auf das Feld angelangt sind, nach welcher sich also auch alle einzelnen Spannungswerte in genau der gleichen Weise wieder reproduzieren; man nennt sie die „Periodendauer“ T des Wechselstromes; sie ist in Fig. 154 durch die Strecke n_1 links bis n_1 rechts dargestellt. Die Maximalwerte, welche die Spannungsdifferenz während einer Periode im einen und dann im anderen Sinne annimmt,

nennt man die „Amplitude“; die Einzelwerte der Spannung, die der Reihe nach erreicht werden, sind durch die sog. „Phase“ bestimmt. Man nennt Wechselströme, die man in der genannten Weise mittels zweier an zwei Diametralpunkte einer Ringwickelung angeschlossenen Schleifringe einer zweipoligen Maschine entnehmen kann: „einphasige Wechselströme“.

204. Gleichung des einphasigen harmonischen Wechselstromes. — Vollkommen regelmäßig verlaufende Wechselströme würde man erhalten, wenn man eine ebene Drahtwindung in einem homogenen Kraftfelde um eine zur Kraftlinienrichtung senkrechte Achse mit konstanter Geschwindigkeit drehen würde. In diesem Falle läßt sich der Verlauf des Wechselstromes auch leicht analytisch in aller Strenge darstellen. Ist f die Windungsfläche (§ 125 S. 189) eines Drahtrechteckes Fig. 155, $\mathfrak{B}$ die gesamte Kraftlinienzahl pro cm² eines homogenen Feldes, so faßt die Drahtwindung, wenn ihre Ebene senkrecht zur Kraftlinienrichtung steht, im ganzen $N_0 = f \cdot \mathfrak{B}$ Kraftlinien in sich. Dies ist zugleich die größte Anzahl von Kraftlinien, welche die Windung überhaupt umschließen kann. Denn dreht man sie aus dieser Stellung heraus, etwa um den Winkel ϑ, so müssen Kraftlinien aus ihr heraustreten, die Fläche f umfaßt nur noch $N = N_0 \cdot \cos\vartheta$ Kraftlinien. Man kann den Bogen ϑ durch die Tourenzahl n (pro Minute) und die Zeit t (in Sekunden) ausdrücken. Dreht sich die Drahtwindung in einer Minute $n$mal herum, so dreht sie sich in der Sekunde $n/60$mal herum, wobei der Bogen ϑ jedesmal von 0 bis zum Werte 2π anwächst. Wir können daher setzen

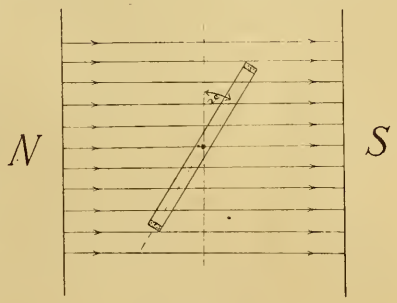


Fig. 155.

$$\vartheta = 2\pi \frac{n}{60} \cdot t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61)$$

wofür man abkürzend auch häufig schreibt:

indem man

$$\left.\begin{aligned} \vartheta &= p \cdot t \\ p &= 2\pi \frac{n}{60} \quad . \quad . \quad . \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61a)$$

setzt. Es ist also

$$N = N_0 \cdot \cos p\,t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61b)$$

Wir hatten oben in § 202 S. 364 die Zahl der wirksamen Leiter einer Armatur gleich z gesetzt. Wir wollen auch hier diese Bezeichnung beibehalten. Je zwei wirksame Leiter setzen sich in unserem Falle zu einer Windung zusammen; die Zahl der sich

drehenden Windungen ist also $z/2$. Nach Formel (44) S. 275 ist dann der Momentanwert der induzierten E.M.K. in Volt

$$E = -\frac{z}{2}\frac{dN}{dt}\cdot 10^{-8} = p\frac{z}{2}N_o\cdot \sin p\,t\cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad . \quad . \quad (61\,c)$$

Dieselbe ist jetzt nicht mehr konstant, sondern variiert mit der Zeit und zwar nach dem Gesetze einer Sinusfunktion, welches durch die Fig. 154 S. 365 graphisch dargestellt wird.

Dies muß ja in der Tat auch der Fall sein. Denn wenn man die mit Schleifringen versehen zu denkende Drahtwindung in dem homogenen Felde *NS* mit gleichförmiger Geschwindigkeit aus der Vertikallage Fig. 155 herausdreht, so werden von den Langseiten zunächst nur wenige Kraftlinien in einer bestimmten kleinen Zeit geschnitten. Für $t = 0$ ist auch $\sin p\,t$ und damit $E = 0$. Die Zahl der in derselben Zeit geschnittenen Kraftlinien nimmt aber in dem Maße zu, als die Windungsebene sich der Horizontallage nähert; gleichzeitig nimmt die Zahl der insgesamt umschlossenen Kraftlinien N von ihrem Maximalwerte N_o bis zu 0 ab. Beim Passieren der den Kraftlinien parallelen horizontalen Lage ist die pro Zeiteinheit geschnittene Kraftlinienzahl und damit die E.M.K. am größten und nimmt von da an wieder ab; beim abermaligen Durchgange durch die neutrale Linie ist die E.M.K. wieder gleich 0, da in diesem Augenblicke sich die Langseiten den Kraftlinien parallel bewegen ($p\,t = \pi$, $\sin p\,t = 0$); die E.M.K. wechselt hierbei ihr Zeichen, wächst wieder zu einem Höchstwerte an, um schließlich wieder in der Ausgangsstellung bis zu 0 abzunehmen. Von hier an wiederholen sich alle einzelnen Phasen der Erscheinung in der gleichen Weise. Die „Periode" des Wechselstromes umfaßt zwei Zeichenwechsel (nach jeder Halbperiode); die Zeitdauer $T = 1/\frac{n}{60}$ (in Sekunden) der Periode und damit des Ablaufes aller Einzelmomente der Wechselstromentwickelung ist die „Periodendauer". Werden $n/60$ Umdrehungen in einer Sekunde vom Anker ausgeführt, so hat man $n/60$ Perioden oder $2\,n/60$ Zeichenwechsel in der Sekunde; $n/60$ ist die „Periodenzahl" oder „Wechselgeschwindigkeit" oder „Frequenz". Es ist $n/60 = 1/T$.

Es ist gut, nochmals in extenso alle Größen hinzuschreiben, von denen der augenblickliche Wert der Wechselstromspannung abhängt; Formel (61c) gibt:

$$E = 2\pi\frac{n}{60}\cdot\frac{z}{2}\cdot f\mathfrak{B}\cdot \sin 2\pi\frac{n}{60}t\cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad . \quad . \quad (61\,c)$$

Der Höchstwert, den die Spannung überhaupt annehmen kann, wird erreicht, wenn der sin gleich 1 wird. Bezeichnet man diesen Höchstwert mit

$$E_o = 2\pi\frac{n}{60}\frac{z}{2}f\mathfrak{B}\,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61\,d)$$

so kann man kürzer schreiben:

$$E = E_o\cdot \sin p\,t\cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61\,e)$$

oder

$$E = E_o\cdot \sin\vartheta\cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61\,f)$$

Die Spannung schwankt regelmäßig zwischen den Werten $+E_o$ und $-E_o$ hin und her. Man nennt den Maximalwert der E.M.K. E_o auch die „Amplitude" der Wechselstromspannung. Diese selbst variiert wie der Sinus des Drehungswinkels; daher werden solche Wechselströme auch „Sinusströme" genannt.

Die genau dem Gesetze der Sinusschwingung entsprechenden Schallbewegungen werden von dem Ohre als ganz besonders reiner Ton, der zu einem harmonischen Zusammenklange mit anderen solchen Tönen geeignet ist, empfunden. Erscheinungen, die wie die genannten in ihrem zeitlichen Verlaufe diesem einfachen Gesetze des Sinusverlaufes unterworfen sind, nennt man daher harmonisch; in diesem Sinne spricht man auch von einem „harmonischen Wechselstrome".

Die einzelnen Phasen seiner Ausbildung werden durch die aufeinander folgenden Werte von t bestimmt.

Die Kurven Fig. 154 S. 365 und 156 S. 370 stellen den zeitlichen Verlauf solcher harmonischer Wechselströme dar; die Spannungskurven sind reine „Sinuslinien"; dieselben sind also nichts anderes als graphische Darstellungen der Funktion $y = \sin x$. Da derartige Kurven häufig gebraucht werden, geben wir hier die einzelnen Ordinatenwerte y des Sinus in Centimetern für eine Viertelperiode, wobei die Argumente x (Abszissen) in Bogenmaß ausgedrückt sind, und die halbe Periode durch eine Länge von 26 cm dargestellt ist:

$x =$ 1 cm	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$y =$ 1,0 cm	2,0	2,9	3,8	4,7	5,5	6,2	6,8	7,3	7,7	8,0	8,2	8,3

Dem Bogen von 1 cm entspricht ein Winkel von π 57,3/26 Graden.

Für jede beliebige Vergrößerung oder Verkleinerung der graphischen Darstellung, sowie für proportionale Erhöhungen oder Abflachungen der Wechselstromkurven geben die angeführten Zahlen einen Anhalt.

Die Wechselströme, welche die Wechselstrommaschinen der Technik geben, folgen freilich dem Sinusgesetze im allgemeinen nicht genau; dennoch legt man dieses den weiteren Betrachtungen zugrunde, um zu umständliche Rechnungen zu vermeiden, und erzielt auch meist befriedigende Ergebnisse mit dieser vereinfachenden Annahme.

205. Mehrphasige Wechselströme. — Gleichströme können sich bei gegebenem Stromträger nur nach ihrer Richtung und ihrer Stärke voneinander unterscheiden. Bei Wechselströmen kommt in Betracht: ihre Periode, Amplitude und noch eine dritte Größe: ihre Phase. Ein Wechselstrom kann in einem gegebenen Augenblicke gerade im Maximum seiner Ausbildung begriffen sein ($\vartheta = 90^0$), Formel (61f), während die Stärke eines anderen sich gerade über den Nullwert zu erheben beginnt ($\vartheta = 0^0$); man sagt dann, beide Ströme besitzen eine Phasendifferenz von 90^0 oder einer Viertelperiode. Haben beide dieselbe Periode, so bleibt diese Phasendifferenz stets dieselbe.

Hat man mit einem System von zwei oder mehr Wechselströmen derselben Periode, aber verschiedener Phase zu tun, so spricht man von mehrphasigem Wechselstrome oder kurz von Mehrphasenstrom. Aus später ersichtlichen Gründen (§ 211) nennt man solche Ströme auch „Drehströme".

Setzen wir z. B. auf die Achse der Pacinotti-Gramme'schen Ringarmatur, Fig. 153 S. 362, außer den bereits vorhandenen beiden Ringen r_1 und r_2 noch zwei isolierte Ringe r_3 und r_4, also im ganzen vier Schleifringe auf und verbinden wir die beiden letztgenannten Ringe mit zwei Windungen b und d, welche von den früher allein

benutzten a und c um 90^0 abstehen, so liefert jetzt die Maschine beim Drehen zwei vollkommen getrennte Wechselströme, von denen der eine von r_1 und r_2 aus in eine, der andere von r_3 und r_4 aus in eine zweite, von der ersten vollkommen getrennte Leitung abgeführt werden kann. Beide Ströme haben dieselbe Periode und ihre Intensität schwankt zwischen denselben Grenzwerten hin und her, also sind auch die Amplituden gleich. Aber in der Phase unterscheiden sie sich offenbar um eine Viertelperiode, denn während $a\,c$ dem Maximalwerte der Spannungsdifferenz zueilt (vgl. S. 365), nähert sich $b\,d$ gerade der Stellung, bei der die Spannungswerte durch 0 hindurchgehen (vgl. S. 366). Während der in $a\,c$ induzierte Wechselstrom in seiner Spannung herabsteigt, nimmt die des anderen Stromes $b\,d$ zu usw. wie es Fig. 156 darstellt. Zwei derartig verlaufende Ströme nennt man „Zweiphasenströme".

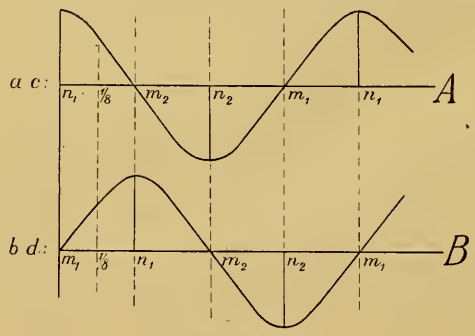


Fig. 156.

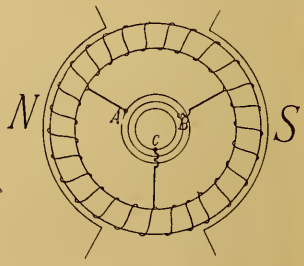


Fig. 157.

Verbindet man drei um je 120^0 voneinander entfernt liegende Windungen der Ringwickelung mit drei auf der Achse isoliert befestigten Schleifringen, wie es Fig. 157 zeigt, so kann man von diesen durch Schleifbürsten drei gleichperiodische Wechselströme von gleicher Amplitude abnehmen, welche sich um je eine Drittelperiode oder um 120^0 in der Phase voneinander unterscheiden: ein „Dreiphasenstromsystem".

Ein solches aus drei gleichperiodischen, in der Phase um je $^1/_3$ Periode gegeneinander verschobenen Wechselströmen bestehendes System hat eine sehr merkwürdige Eigenschaft:

Man kann diese drei Wechselströme in einen Punkt zusammenleiten, da sich die Summe ihrer E.M.K. immer zu 0 aufhebt.

Stellt man die E.M.K. des einen Stromes wie oben S. 368 in Formel (61f) durch den Ausdruck $E = E_0 \sin \vartheta \cdot 10^{-8}$ dar, so sind die Momentanwerte der Spannung für die beiden anderen durch $E_0 \sin(\vartheta - 120^0) \cdot 10^{-8}$ und $E_0 \sin(\vartheta - 240^0) \cdot 10^{-8}$ in ihrer Abhängigkeit von der Zeit darzustellen. Nun ist aber $\sin(\vartheta - 120^0) = \sin\vartheta \cos 120^0 - \cos\vartheta \sin 120^0$ und $\sin(\vartheta - 240^0) = \sin\vartheta \cos 240^0 - \cos\vartheta \sin 240^0$. Da aber

$\sin 120^0 = \frac{1}{2}\sqrt{3}$, $\cos 120^0 = -\frac{1}{2}$, $\sin 240^0 = -\frac{1}{2}\sqrt{3}$, $\cos 240^0 = -\frac{1}{2}$ ist,

so ist

$$\sin(\vartheta - 120^0) = -\frac{1}{2}\sin\vartheta - \frac{1}{2}\sqrt{3}\cos\vartheta$$

$$\sin(\vartheta - 240^0) = -\frac{1}{2}\sin\vartheta + \frac{1}{2}\sqrt{3}\cos\vartheta.$$

Dies zu $\sin\vartheta$ addiert, gibt für alle Werte von ϑ und damit von t immer den Wert 0.

Diese Eigenschaft bringt es mit sich, daß man zur Fernleitung dieser „Dreiphasenströme“ nicht etwa sechs Leitungen, sondern deren nur drei benötigt. Man kann die drei Rückleitungen sparen, indem man die drei Wechselströme A, B und C durch Vereinigung ihrer Leitungen ineinander übergehen läßt. Dies kann in zweierlei Weisen geschehen: Entweder man ordnet die die Vereinigung herbeiführenden „Nutzleitungen“, in denen man die Wechselströme zu motorischen Zwecken oder für Beleuchtungszwecke ausnutzt, nach den Seiten eines Dreiecks an: „Dreiecksschaltung“ Fig. 158a, oder

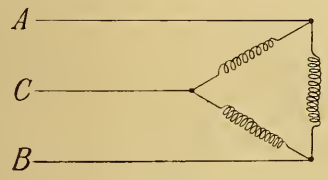


Fig. 158a.

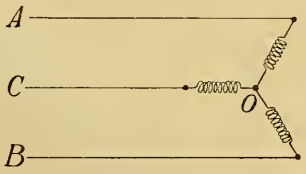


Fig. 158b.

man läßt die Nutzleitungen von einem Punkte 0 strahlenartig ausgehen: „Sternschaltung“ Fig. 158b; den Punkt 0 kann man an Erde legen, da sich sein Potential unter der Wirkung der drei Wechselströme A, B und C immer auf dem Werte Null halten wird.

206. Entnahme von Gleichstrom aus der Ringarmatur. — Genau wie in dem einfachsten Falle des in § 199 S. 358 besprochenen Modelles, zirkulieren auch in den geeignet abgeleiteten Windungen einer Ringarmatur zunächst nur Wechselströme. Durch verhältnismäßig einfache Maßnahmen kann man aber auch hier die Anordnung so treffen, daß man der Maschine Gleichstrom entnehmen kann. Dazu dient ein „mehrteiliger Kollektor“, wie ihn, freilich etwas schematisiert, Fig. 159 darstellt. Derselbe besteht aus einzelnen, leitenden Lamellen 1—8, welche in den Ring R aus Isoliermaterial eingelassen sind. Das Ganze ist gut abgedreht und auf der Achse befestigt. Auf diesem Kollektor schleifen die mit den Klemmen K_1 und K_2 verbundenen Bürsten B_1 und B_2. Von jedem Kollektorsegmente geht eine metallische Verbindung nach der zunächst liegenden Windung der Ringarmatur hinüber, oder diese ist aus einzelnen Spiralen zusammengesetzt; in Fig. 159 sind z. B. acht einzelne Spiralen angenommen. Das Ende je einer Einzelspirale und der Anfang der nächstfolgenden sind in je ein Kollektorsegment eingeführt, so daß wiederum eine vollkommen in sich zurücklaufende

Windung, eine geschlossene Wickelung (vgl. oben S. 356) entsteht. Die bei einer Rechtsdrehung induzierten Stromimpulse sind an den Windungen durch Pfeilspitzen angegeben vgl. S. 358. Man übersieht sofort, daß alle links und rechts von der neutralen Linie in den einzelnen Windungen induzierten E.M.K. gleichsinnig hintereinander geschaltet sind. Die Windungen stehen aber durch die Kollektorlamellen auf R miteinander in leitender Verbindung; dadurch unterstützen sich die in ihnen erregten Wirkungen. Nur in den gerade zu oberst und zu unterst, also neben der neutralen Linie stehenden Windungen laufen die induzierten Ströme gegeneinander an; legen wir aber an die mit ihnen verbundenen Metallstücke 3 und 7 die äußere Leitung vermittelst der Schleifbürsten B_1 und B_2 an, so wird ein Strom von B_1 und K_1 aus der Maschine heraus und in die äußere

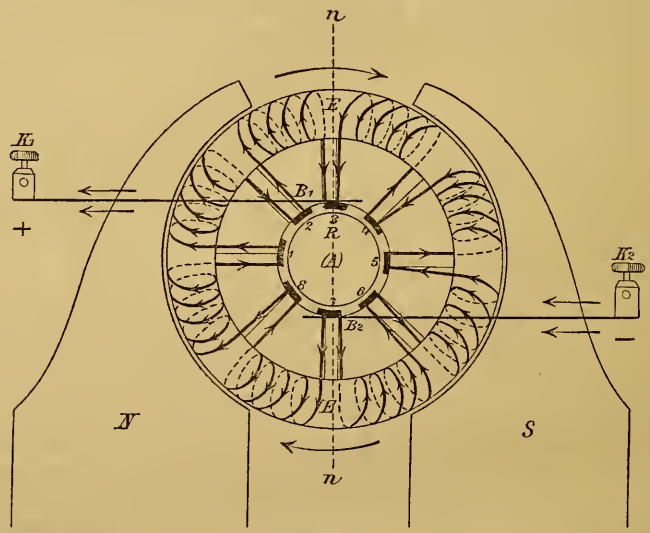


Fig. 159.

Leitung (die „Nutzleitung“) übergehen; er kommt bei K_2 und B_2 wieder in den Anker zurück. Hier teilt er sich wieder und fließt in beiden Ringhälften gesondert nach oben, wo sich die beiden Stromzweige wieder vereinigen. Man sieht, daß immer die eine Hälfte der Windungen der anderen parallel geschaltet ist. Die Spannung zwischen den beiden Bürsten ist daher bei dieser zweipoligen Maschine ebenso groß wie die Spannung einer Ringhälfte, d. h. gleich dem durch Formel (60a) S. 364 ausgedrückten Spannungswerte.

Der geschilderte Verlauf ändert sich nicht beim Weiterdrehen des Ringes, denn an Stelle einer jeden Wickelung tritt sofort eine andere, gleich beschaffene, welche derselben Induktionswirkung in

gleicher Weise ausgesetzt ist. Die beiden Metallstücke 3 und 7 auf R, welche eben mit den Bürsten B_1 B_2 in Berührung standen, werden dann sofort durch die nächsten, 2 und 6, ersetzt u. s. f.. Immer sammelt sich auf R die gesamte in der Maschine erregte Induktionswirkung.

In den Augenblicken, in denen eine Bürste auf zwei benachbarten Kollektorsegmenten aufliegt, sind bei dieser Anordnung Anfang und Ende einer Spirale allerdings durch das kurze aufliegende Bürstenstück direkt miteinander metallisch verbunden, „kurz geschlossen". Dies tritt aber augenscheinlich nur dann ein, wenn die betreffende Spirale symmetrisch zur Indifferenzzone nn liegt, so daß zwischen den beiden Spiralenenden keine merklichen Spannungsdifferenzen mehr bestehen. Freilich verläuft diese Linie nn nicht genau in der Mitte zwischen den beiden Polen, sondern im Sinne der Ankerrotation etwas gegen die senkrechte Linie voran gedreht. Im gleichen Sinne sind daher auch die Auflagerungsstellen der Bürsten voranzudrehen (um das „Funken" zu vermeiden).

Da hier nicht eine einzige Windung induziert wird, sondern an den Polklemmen die Gesamtheit aller in den einzelnen wirksamen Leitern induzierten, hintereinander geschalteten E.M.K. in die Erscheinung tritt, so fällt das für viele Zwecke sehr lästige Pulsieren der Spannung fort, wie es sich bei einer einzelnen Windung nach § 200 S. 360 einstellt, selbst wenn sie durch einen Kommutator zur Abgabe von gleichgerichteten Impulsen genötigt wird. Alle die einzelnen Wirkungen lagern sich hier übereinander, so daß die Klemmenspannung nur noch sehr wenig pulsiert, umsoweniger, in je mehr Einzelspiralen die Gesamtwickelung zerlegt worden ist, je mehr Lamellen also auch der Kollektor enthält.

Würde man K_1 mit der + Klemme, K_2 mit der — Klemme einer anderweitigen Spannungsquelle verbinden, so würde in die zunächst stromlose Maschine ein Strom bei Lamelle 3 ein-, bei Lamelle 7 wieder aus ihr austreten und also alle Windungen in Richtungen durchfließen, welche den Pfeilrichtungen an jeder Stelle entgegengesetzt gerichtet sind. Nach der L.H.R. wird dabei aber in dem gegebenen Magnetfelde überall ein Bewegungsantrieb hervorgerufen, welcher die Armatur nach rechts herumzudrehen sucht, also in demselben Sinne, in welchem wir uns vorhin die Maschine als Generator umlaufend dachten: Dieselbe läuft jetzt als Elektromotor.

Auch bei dieser Drehung muß die vorhin von uns betrachtete E.M.K. wieder in der Maschine induziert werden. Dieselbe macht sich also jetzt als elektromotorische Gegenkraft gegenüber der von außen her wirkenden E.M.K. geltend und muß von dieser überwunden werden (vgl. das bereits S. 351 hierüber Angedeutete).

207. Die Trommelwickelung. — Kurz nach Gramme's Erfindung des Ringinduktors konstruierte von Hefner-Alteneck einen Anker, welcher neben der Ringarmatur den Grundtypus der allermeisten Ankerformen ausmacht. Bei ihm sind auf einer aus aufeinander geschichteten Eisenblechen bestehenden „Trommel" die Windungen längs des Trommelmantels parallel zur Achse gewickelt und so untereinander und bei Gleichstromentnahme mit den Seg-

menten eines mehrteiligen Kollektors verbunden, daß beim Drehen der Trommel im Magnetfelde die eine Hälfte der Windungen alle Ströme der einen Richtung, die übrigen alle Ströme aufnehmen, welche in der anderen Richtung induziert werden. Dabei sind alle Windungen jedesmal von dem Segmentpaare aus, welches gerade mit den Ableitungsbürsten in Verbindung steht, zu je zwei getrennten parallelen Zweigen hintereinander geschaltet.

Bei dem durch Fig. 160 dargestellten Trommelanker mit 8-teiligem Kollektor sind in den Mantel der Eisentrommel 16 Eintiefungen eingeschnitten, in die gut isolierte dicke Kupferdrähte eingelegt werden; in der Figur sind an den Punkten 1—8 und 1′—8′ die Querschnitte

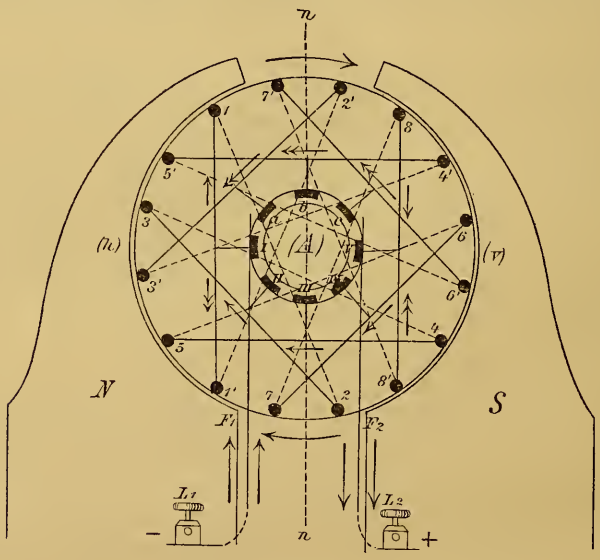


Fig. 160.

dieser an der Trommel von vorn nach hinten entlang geführten Leitungsdrähte sichtbar. Diese Drähte verbindet man am vorderen, dem Kollektorende, paarweise mit je einem Kollektorsegmente in der Weise, wie es die ausgezogenen Verbindungslinien zeigen; am rückwärts gelegenen Ende der Trommel sind sie so miteinander verbunden, wie es die gestrichelten Linien andeuten. Diese Verbindungen sind so dicht wie möglich an der Achse vorbeigezogen.

Wird dieser Trommelanker rechts herum in dem Magnetfelde *NS* gedreht, so werden in allen Stücken der auf den Umfang der Trommel gelegten Wickelung links von der neutralen Linie *nn* Ströme induziert, welche nach hinten (*h*) gehen, in allen rechts davon gelegenen Stücken solche, die nach vorn (v) verlaufen. Zirkuliert durch den Anker und eine an $L_2 L_1$ angeschlossene Nutzleitung ein

Strom, so durchläuft derselbe die einzelnen Windungen nach folgendem Schema:

Durch L_1 tritt der Strom an der Kontaktbürste F_1 und dem am weitesten links gelegenen Segmente *I* in den Kollektor ein. Hier findet er zwei Wege: nach oben zum Leiter *1* hin und nach unten zum Leiter *1'*. Wir wollen zuerst den oberen Weg, den wir durch einen einfach gefiederten Pfeil bezeichnen, verfolgen. Der Leiter *1* ist rückwärts mit dem gegenüberliegenden *2* verbunden; ging durch *1* der Strom nach hinten, so bringt ihn *2* wieder nach vorn. Er geht an das Segment *II*, da dieses aber allseitig isoliert ist und augenblicklich mit keiner ableitenden Bürste in Verbindung steht, kann er hier nicht weiter und fließt durch *3* nach hinten, durch *4* wieder nach vorn, an Segment *III* vorbei nach *5*, *6*, an *IV* vorbei nach *7* und endlich bei *8* nach vorn. Dieser *8.* Leiter steht in direkter metallischer Verbindung mit dem Segmente *V*, von dem der Strom durch die Bürste F_2 und L_2 nach außen geführt wird. An dieser Stelle vereinigt sich der bisher betrachtete Zweigstrom nun auch mit dem durch einen doppelt gefiederten Pfeil bezeichneten andern Zweige, welcher von Segment *I* aus in folgender Weise verläuft: *I 1' 2' (a) 3' 4' (b) 5' 6' (c) 7' 8'* und von hier nach *V*. Dreht sich der Anker, so daß das nächste Segmentpaar *II* und *c* an die Federn gelangt, so ist die Verbindung genau wieder die gleiche; zwei von den abgeleiteten Segmenten abzweigende Teilströme nehmen der Reihe nach alle in den einzelnen Windungen nach vorn und nach rückwärts gerichteten induzierten Stromanteile in sich auf; da diese in den einzelnen Zweigen hintereinander geschaltet sind, so addieren sich ihre E.M.K..

In Wirklichkeit legt man viel mehr Windungen auf die Trommel, die man dann unter sich neben- oder hintereinander schalten kann. Äußerlich sieht man dann an dem Kollektorende nur die zu den einzelnen Segmenten herumgeführten Enden der Wickelungen.

Die Windungen legt man entweder in Nuten ein, welche an dem Rande der die Trommel zusammensetzenden Eisenbleche eingetieft sind: Nutenanker, oder zieht sie durch Löcher hindurch, welche dicht unter der Trommeloberfläche der Achse parallel durch die Eisenmasse kanalartig hindurchführen: Lochanker.

Es ist nach den in § 203 S. 365 und § 205 S. 370 angestellten Betrachtungen ohne weiteres klar, daß man auch einem Trommelanker ein- und mehrphasigen Wechselstrom entnehmen kann, wenn man die entsprechende Anzahl isolierter Schleifringe auf die Achse setzt und diese an die Wickelung an geeigneten Stellen anschließt. Man kann der Armatur sogar gleichzeitig Gleichstrom und Wechselstrom entnehmen, oder man kann die Maschine mit Gleichstrom antreiben und ihr an den Schleifringen Wechselstrom entnehmen oder umgekehrt. Dann wirkt die Maschine als sog. Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer, sie funktioniert gleichzeitig etwa als Gleichstrommotor und als Wechselstromgenerator oder umgekehrt.

In § 202 S. 364 hatten wir für den Ringanker die sehr wichtige Gleichung (60a) für die E.M.K. abgeleitet; wir wollen jetzt hier für die Trommelarmatur eine ähnliche Betrachtung wie dort durchführen, dieselbe jedoch von vornherein insofern allgemeiner gestalten, als

wir die Annahme fallen lassen, daß das Feld zwischen Polflächen und Armatur homogen ist. Vielmehr sei der Induktionsfluß in beliebiger Weise über die Oberfläche der Eisentrommel EE, Fig. 161, verteilt. Wir fassen eine Stellung des Trommelankers ins Auge, bei der ein beliebiges von den wirksamen Leiterstücken gerade in der neutralen Zone nn oben liegt und bezeichnen es mit *1*, dann der Reihe nach im Drehsinne weiterzählend bis z. In einer verhältnismäßig sehr kurzen Zeit t haben alle Leiterstücke der Wickelung ihren Platz gewechselt; *1* ist an die Stelle von *2* getreten, *2* an die Stelle von *3* usw.; schließlich ist *1* durch z, dieses durch $z-1$ ersetzt worden. Dabei hat jedes Leiterstück einen bestimmten Teil des gesamten Kraftlinienstromes F, der von N ausgeht und links von nn in EE eindringt, dieses durchzieht und rechts von nn wieder austritt um in S wieder einzumünden, durchschnitten. Wir wollen die von *1* bei seinem Wege nach *2* geschnittene Kraftlinienzahl mit $\triangle F_{12}$, die von *2* geschnittene Zahl mit $\triangle F_{23}$ usw. bezeichnen. Die in den einzelnen Leiterstücken dabei induzierten E.M.K. sind dann: $\triangle F_{12}/t$, $\triangle F_{23}/t$ usw. Nun sind aber alle Leiter einer ganzen Trommelhälfte hintereinander geschaltet; die gesamte in der Zeit t induzierte E.M.K. ist also:

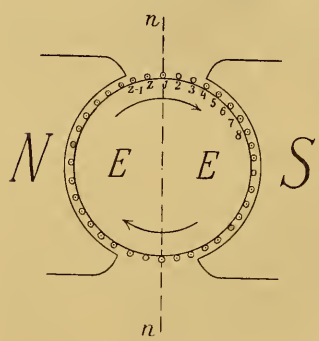


Fig. 161.

$$E = \frac{1}{t}\left(\triangle F_{12} + \triangle F_{23} + \ldots\right)\cdot 10^{-8}\ \text{Volt},$$

wobei sich die Summe über alle Kraftlinienstränge zu erstrecken hat, die auf der ganzen Hälfte rechts von nn aus EE aus und in S eintreten. Dies ist aber der ganze Kraftlinienstrom F, der überhaupt den Luftzwischenraum überbrückt, so daß

$$E = \frac{1}{t}\cdot F\cdot 10^{-8}\ \text{Volt}$$

ist; in der linken Hälfte unserer Wickelung wird dieselbe E.M.K. induziert. Es handelt sich jetzt nur noch darum $1/t$ zu bestimmen. Die Peripheriegeschwindigkeit unserer Trommel vom Durchmesser D ist bei der Tourenzahl n (pro Minute)

$$\pi D\frac{n}{60}.$$

Das ist der Weg eines Peripheriepunktes pro Zeiteinheit. In der Zeit t sollte, so nahmen wir an, jedes Leiterstück gerade um einen Weg weitergerückt sein, der dem Abstande zwischen zwei benachbarten Leitern gleichkam. Da im ganzen z Leiter auf der Trommel von πD cm Umfang gleichmäßig angeordnet sind, so ist dieser Weg $\pi D/z$ und folglich

$$\pi D \frac{n}{60} = \frac{\pi D}{z} \cdot \frac{1}{t}$$

und

$$\frac{1}{t} = z \cdot \frac{n}{60};$$

damit aber

$$E = F \cdot z \frac{n}{60} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60\,a)$$

Wir erhalten also wieder denselben Ausdruck für die E.M.K. der Maschine, der schon auf S. 364 gefunden wurde. Derselbe gilt also ganz allgemein und ist unabhängig davon, wie sich der Kraftlinienstrom in dem Interferrikum verteilt, ein Resultat, welches natürlich für die Vorausberechnung der Leistung einer Maschinentype von fundamentaler Bedeutung ist.

Bemerkenswert ist, daß der Ankerdurchmesser D in dem Ausdrucke für E nicht mehr vorkommt.

208. Mehrpolige Maschinen. — Bisher haben wir ausschließlich Maschinen mit nur zwei Polen oder einem Polpaare, „zweipolige Maschinen" betrachtet; bei größeren Maschinentypen wendet man aber bei denselben Ankern mit Vorteil Feldmagnete an, welche 4, 6, 8 . . . $2p$ Pole oder 2, 3, 4 . . . p Polpaare besitzen. Dieselben enthalten demgemäß auch mehrere magnetische Kreise, vgl. § 197 S. 353. Wir erläutern eine dieser Anordnungen an der vielverbreiteten vierpoligen Maschine, Fig. 162, wie sie in zahlreichen Zentralen sowohl für Lichtbetrieb wie zum Betriebe elektrischer Straßenbahnen in Tätigkeit ist.

An dem mit der Grundplatte und den (in der Figur fortgelassenen) Lagerböcken aus einem Stücke gegossenen vertikal stehenden großen Eisenringe PP (dem „Polgehäuse") verlaufen radial nach innen vier massive Magnetkerne von kurzer gedrungener Gestalt, welche die Magnetisierungsspulen tragen. In diesen werden Gleichströme in solcher Richtung geführt, daß die Magnete abwechselnd verschiedene Polarität nach Innen kehren. Auf diese Weise werden vier gesonderte Kraftlinienströmungen erhalten.

Von dem Nordpole N_1 links oben z. B. gehen Kraftlinien sowohl zur Seite nach rechts, wo sie von der Sinkstelle des Südpoles S_1 aufgenommen werden, wie nach unten in S_2 hinein. Dadurch entstehen die vier gesonderten magnetischen Kreise *I—IV*, von deren Kraftlinien je eine durch eine punktierte Linie angedeutet ist. (Wie schon früher S. 354 hervorgehoben wurde, sind diese Linien nicht ganz richtig gezeichnet; die nach innen gerichteten Spitzen existieren nicht; hier sind die Linien im Gegenteile eingebaucht).

Vor den vier Magnetpolen liegen Schuhe, welche sich zu der gußeisernen, zylindrisch ausgedrehten „Polbuchse" p vereinigen. Damit sich an den Übergangsstellen *1—4* nicht zuviele Kraftlinien durch die Buchse hindurchziehen und dadurch im Inneren für die Induktionszwecke fehlen, ist an diesen Stellen der Querschnitt des Eisenzylinders vermindert; ferner wird der magnetische Widerstand dort noch dadurch erhöht, daß von vorn nach rückwärts verlaufende

Reihen von Löchern durch die Buchse gebohrt sind, welche gleichzeitig eine lebhafte Luftzirkulation gestatten.

Innerhalb der Polbuchse rotiert der Anker JJ, der auf der Achse A sitzt und vorn den Kollektor C trägt. Der Anker besteht aus schmiedeeisernen, ringförmig ausgeschnittenen, aufeinander geschichteten, voneinander isolierten Blechscheiben, welche auf einer gußeisernen Trommel befestigt sind. Diese letztere ist hohl; die sie tragenden Speichen sind wie die Flügel eines Ventilators gestaltet, so daß ein kräftiger Luftzug beständig die Ankerbleche kühlt. Der Anker selbst ist nach Art eines Ringankers § 202 S. 362 oder eines

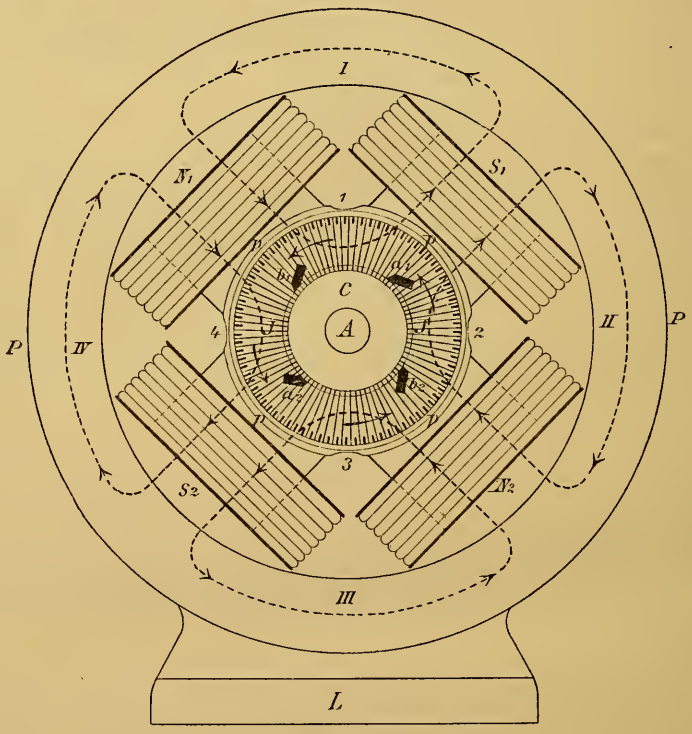


Fig. 162.

Trommelankers § 207 S. 374 gewickelt; die beiderseitig vorn und hinten über den Ring oder die Trommel heraustretenden Drähte sind außerdem spiralig angeordnet, um die innere Ventilation zu befördern.

Wir haben hier zwei neutrale Zonen *1—3* und *2—4*. Man nennt die Ankerteile, welche zwischen benachbarten neutralen Punkten liegen, Ankersegmente.

Betrachten wir eine Drahtlage, welche vor N_1 oder N_2 der Achse parallel von vorn nach rückwärts geht, so wird in dieser bei

der in der Figur angenommenen Drehrichtung nach links eine von rückwärts nach vorn gerichtete E.M.K. induziert; in den Windungen, welche vor S_1 oder S_2 vorübergehen, wird eine von vorn nach rückwärts verlaufende E.M.K. von gleicher Stärke erzeugt. Jedesmal, wenn eines der wirksamen Leiterstücke eine der neutralen Zonen passiert, kehrt sich die Richtung der in ihm induzierten E.M.K. um. Jede Windung ist nun mit der um 90^0 davon entfernt liegenden direkt verbunden. Dadurch sind dann wie früher alle Windungen hintereinander geschaltet und die einzelnen E.M.K. addieren sich. Den Strom selbst nehmen zwei Paare von „Kohlebürsten" a_1 a_2, b_1 b_2 ab.

Wir wollen eine analoge Betrachtung wie im vorigen Paragraphen anstellen, um die in jedem Ankersegmente induzierte E.M.K. zu berechnen. Es sei jetzt F der Kraftlinienstrom, der von jedem einzelnen Pole ausgeht. Wenn derselbe sich auch zweiteilt, so ist doch der in das zwischen zwei aufeinander folgenden neutralen Punkten gelegene Ankersegment eindringende oder aus ihm hervortretende Kraftlinienstrom wiederum gleich F. Die Zeit, während welcher ein wirksames Leiterstück des Ankers auf das andere folgt, sei wieder t, der Durchmesser der Armatur D, ihre Tourenzahl n und die gesamte auf dem ganzen Anker angeordnete Zahl wirksamer Leiter z. Dann ist die Peripheriegeschwindigkeit wiederum:

$$\pi D \frac{n}{60} = \frac{\pi D}{z} \cdot \frac{1}{t}$$

und die im Ankersegmente induzierte E.M.K.

$$E = F \cdot z \frac{n}{60} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60\,a)$$

wie oben S. 364 und S. 377 für die zweipolige Maschine gefunden wurde. Die Formel (60a) gilt ganz allgemein, nur gibt sie bei mehrpoligen Maschinen lediglich die in jedem Ankersegmente induzierte E.M.K..

Bei einer zweipoligen Maschine macht ein Segment den halben Anker aus; die ganze Spannung, die der Anker gibt, ist also unmittelbar der Spannung eines jeden der beiden Ankersegmente gleich, da diese beiden, parallel geschaltet, ja auf die beiden Bürsten zusammenwirken.

Man kann die Segmente der soeben betrachteten vierteiligen Armatur offenbar in zweierlei Weise schalten: Je zwei Ankersegmente sind ebenso wie bei der zweipoligen Maschine immer einander paarweise parallel geschaltet. Diese beiden Paare kann man nun aber entweder wieder miteinander parallel schalten; alsdann gibt die Armatur dieselbe Spannung wie eine zweipolige Maschine, nämlich die Spannung E, Formel (60a) des Ankersegmentes; oder aber man kann beide Pole hintereinander schalten: dann wird die gesamte Klemmenspannung der Maschine $2E$ betragen. In diesem Falle ist der Gesamtstrom, den der Generator gibt, derselbe, der auch jedes der beiden nebeneinander geschalteten Segmente durchläuft; im ersten

Falle dagegen kann offenbar die doppelte Stromstärke erhalten werden, falls der innere Widerstand der Maschine allein maßgebend ist.

209. Ableitung der Hauptgleichung der Dynamomaschinen. — Hat man eine mehrpolige Maschine, z. B. eine mit p Polpaaren, d. h. mit $2p$ einzelnen Polen, eine $2p$-polige Maschine, so kann man die einzelnen Ankersegmente ihrer Armatur (vgl. den vorigen Paragraphen) in verschiedener Weise miteinander verbinden. Man kann die einzelnen $2p$ Segmente, die p zusammengehörige Segmentpaare bilden, hintereinander, oder wie man sich ausdrückt, in Serie schalten, so daß sich die in ihnen einzeln geweckten E.M.K. addieren; für jedes einzelne Ankersegment ergab die Formel (60a) die induzierte Spannung E. Bei Serienschaltung der Ankersegmente gibt die $2p$-polige Maschine also die Klemmenspannung pE. Jedes Paar zusammengehörender Ankersegmente wird wie bei der zweipoligen Maschine nebeneinander von dem ganzen Maschinenstrome I durchflossen.

Man kann die p Segmentpaare aber auch nebeneinander oder einander parallel schalten; dann gibt die $2p$-polige Maschine nur dieselbe Spannung wie eine zweipolige Maschine, nämlich die Spannung E eines einzelnen Segmentpaares, aber die Stromstärke der Maschine wird sich bei verschwindendem äußeren Widerstande ver-p-fachen. Die Leistung der Maschine ist in beiden Fällen $L = pEI$. Die Leistung einer Armatur läßt sich demnach ver-p-fachen, wenn man dieselbe statt in eine zweipolige, in eine $2p$-polige Maschine einsetzt.

Aus konstruktiven Gründen läßt sich freilich die Leistung in dieser Weise nicht über einen gewissen Betrag erhöhen. Auch ist zu bedenken, daß, wenn wir einen gegebenen Anker mit einer größeren Anzahl von Magnetpolen umgeben, die Breite jedes Polschuhes in entsprechender Weise abnimmt; wollen wir also durch ihn denselben Kraftfluß F austreten lassen, so müssen wir die magnetische Induktion entsprechend erhöhen, was aus den S. 323 angegebenen Gründen nicht immer möglich ist. Wenden wir aber geringere Feldstärken an, so geht auch die Spannung E wieder herunter und damit die Leistung L, es wird dann durch die Vermehrung der Polzahl nichts Wesentliches mehr gewonnen.

Statt alle Ankersegmentpaare hinter- oder alle nebeneinander zu schalten, kann man auch eine sog. „gemischte Ankerwickelung“ in Anwendung bringen. Man kann z. B. bei einem 12-poligen Anker je drei Segmente hintereinander und je vier untereinander parallel schalten. Man würde dann zwischen den Bürsten die Spannung $3E$ und den Strom $2I$ erhalten.

Werden ganz allgemein in einer $2p$-poligen Maschine $2p_1$ Stromkreise einander parallel geschaltet (wo also $p_1 < p$), so ist die Gesamtspannung nur noch der p_1-te Teil von der Spannung, die man bei Hintereinanderschaltung aller p Segmentpaare erhalten würde. Diese beträgt pE, wo E durch die Gleichung (60a) gegeben ist. Bei einer gemischten Wickelung mit $2p_1$ parallelen Stromkreisen in der Maschine ist also ganz allgemein die Klemmenspannung:

$$E_k = F \cdot z \frac{n}{60} \frac{p}{p_1} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (62)$$

Für zweipolige Maschinen ist $p = 1$ und $p_1 = 1$, so daß sich für diesen einfachsten Fall unsere allgemeine Gleichung (62) auf die Spezialgleichung (60a) reduziert. Bei der vierpoligen Maschine Fig. 162 ($p = 2$) ist bei Parallelschaltung aller vier Segmente $p_1 = 2$, also hat die E.M.K. den oben angegebenen Wert E, bei Serienschaltung ist $p_1 = 1$, also hat die Klemmenspannung den Wert $2E$. In dem Beispiele der 12-poligen Maschine war $p = 6$, $p_1 = 2$, daher die E.M.K. gleich $3E$.

Man kann diese Gleichung (62) die Hauptgleichung der Dynamomaschinen nennen.

In der Tat ergeben sich aus ihr (in Verbindung mit der Arnold'schen Wickelungsregel) die wichtigsten Konstruktionsdaten für dieselben.

210. Serien-, Nebenschluß- und Kompoundmaschinen. — Wir haben seither nichts Näheres darüber gesagt, wie bei den Dynamomaschinen die Feldmagnete erregt werden, sondern haben das magnetische Kraftfeld, innerhalb dessen die Armatur rotiert, einfach als gegeben betrachtet. Man kann zur Speisung der Feldmagnete eine eigene Stromquelle heranziehen. In der Tat besorgt bei den großen Wechselstromgeneratoren gewöhnlich eine kleine Hilfsdynamomaschine die Erregung der Feldmagnete auf dem Magnetkranze, vgl. § 164 S. 279. In den meisten Fällen verwendet man aber denselben Strom, der die Armatur durchfließt, ganz oder nur zum Teil auch zur Speisung der Elektromagnete, in deren Feld sich der Anker dreht. Je nach der Art, wie man dabei Armatur und Feldmagnete miteinander zusammenschaltet, kann man im ganzen drei verschiedene Maschinentypen unterscheiden.

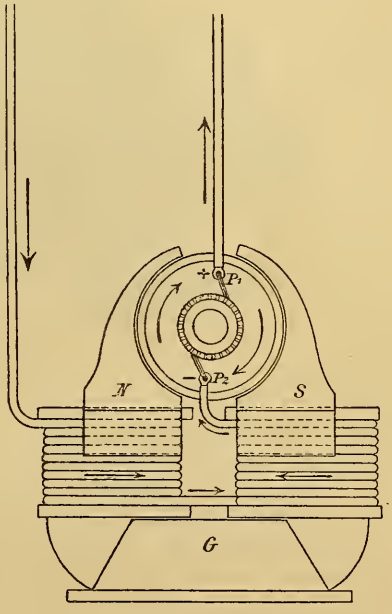


Fig. 163.

a) Die Hauptschluß- oder Serienmaschinen. Bei ihnen sind die Ankerwickelung und die Magnetwickelung in Reihe oder Serie, d. h. hintereinander geschaltet. Zur Erläuterung diene das Modell Fig. 163, welches eine namentlich von den Siemens-Schuckert-Werken viel gebaute kleinere Form, die H-Type darstellt. Auf einer Grundplatte G erheben sich zwei Magnetschenkel und die (in der Figur fortgelassenen) Lagerböcke für die Achse des Ankers; die genannten Teile sind in einem Stücke gegossen. Um die Magnet-

schenkel sind die Schenkelwickelungen gelegt; nach oben zu gehen die Schenkel in die zylindrisch ausgedrehten Polschuhe NS über.

In Wirklichkeit sind diese direkt an die Schenkel angegossen und zwar mit breiterer Basis als die in Fig. 163 gezeichneten, welche dem Modelle Fig. 148 S. 356 entnommen sind. Man kann für diese Dynamomaschine alle früher beschriebenen Ankerformen direkt wieder benutzen.

Die H-Maschinen besitzen Ring- oder Trommelanker; P_1 sei die $+$-, P_2 die $-$Polklemme. Der von P_1 kommende Strom geht zunächst in die Nutzleitung, durch diese hindurch, zur Maschine zurück, um die Magnetschenkel herum und bei P_2 wieder in den Anker hinein; hier sind also Nutzleitung und Schenkel in einer Serie hintereinander geschaltet.

Eine andere, namentlich in deutschen Laboratorien und Schulsammlungen viel verbreitete Type ist die Schuckert'sche Flachring-

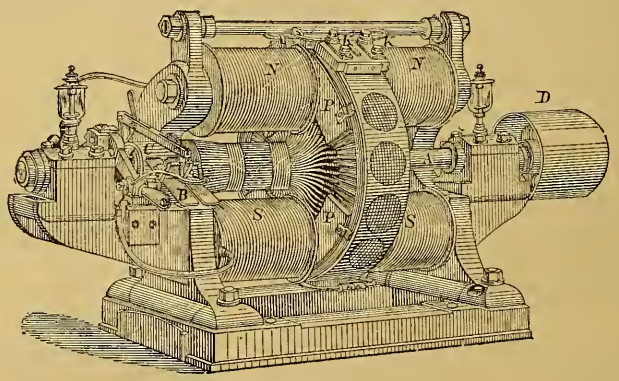


Fig. 164.

maschine, Fig. 164. Auf der durch die Antriebsscheibe D mittels Riemen in Bewegung gesetzten Achse A ist der nach Art des Pacinotti-Gramme'schen Ringes, § 202 S. 362, bewickelte Flachring befestigt, dessen Wickelungen nach den Segmenten des Kollektors C hin verbunden sind, an dem der Strom durch die Bürsten B abgenommen wird (in der Figur ist nur das vordere Paar derselben sichtbar). An dem durch kräftige Traversen miteinander verbundenen Gestelle sind zwei Paare von gegeneinander gerichteten Elektromagneten NN und SS befestigt, die gleichnamige Pole einander zukehren. Dadurch werden die Kraftlinien nach dem Ringe hingedrängt. Durch die weit übergreifenden flachen Polschuhe PP werden sie selbst noch den entferntesten Teilen des Ringes zugeführt. Die Induktion findet in den zur Achse senkrechten Längsstücken der Wickelung statt, da hier die in das aus Eisenlamellen zusammengesetzte Innere des Ringes in großer Zahl eindringenden Kraftlinien hauptsächlich geschnitten werden. Dadurch, daß man dem Flachringe verhältnismäßig leicht einen größeren Durchmesser geben kann, wird bei diesen Maschinen schon bei mäßiger Tourenzahl ein Durch-

schneiden der Kraftlinien mit sehr großer Geschwindigkeit und damit eine relativ hohe E.M.K. erzielt.

Auch hier passiert der Strom nacheinander die Ring- und die Feldwickelung.

Ein Nachteil dieser Schaltweise besteht aber darin, daß bei zu großer Belastung in der Nutzleitung, wenn also deren Widerstand z. B. plötzlich steigt, nicht nur die Stromstärke herabgedrückt wird, sondern, da jetzt die Schenkelwickelungen weniger Ampèrewindungen führen, mit der Schwächung des Feldes auch eine entsprechende Verminderung der E.M.K. der Maschine parallel geht, die Stromstärke also auch noch aus diesem Grunde herabgeht. Diese Maschinen sind also gegen alle Belastungsschwankungen äußerst empfindlich. Man hat daher versucht einen gewissen Ausgleich herbeizuführen und erreicht dies durch Nebenschaltung der Feldwickelung.

b) Die Nebenschlußmaschinen. Bei ihnen ist die Schenkelwickelung zum äußeren Stromkreise parallel geschaltet. Da sich ihr Widerstand nicht ändert, so wird der das Feld erregende Strom, der „Erregerstrom“ fast gar nicht von den Vorgängen in der Nutzleitung beeinflußt.

Die Nebenschlußmaschinen arbeiten daher mit annähernd konstantem Felde und mit konstanter Spannung. Selbst wenn der äußere Stromkreis ganz unterbrochen wird, wird die Maschine dadurch doch nicht stromlos, sondern es fließt im Gegenteil dann der ganze vom Anker produzierte Strom um die Magnetschenkel herum; die Maschine setzt also bei Stromschluß sofort wieder mit Vollspannung ein.

c) Die Kompoundmaschinen. Gewissermaßen eine Verbindung von Haupt- und Nebenschlußmaschine stellen diese Maschinen mit „Ausgleichsschaltung“ oder „Schaltung mit gemischter Bewickelung“ dar; man gibt den Elektromagneten eine doppelte Bewickelung, von denen die eine im Haupt-, die andere im Nebenschluß mit der Nutzleitung liegt. Hierdurch kann der Zweck, eine konstante Klemmenspannung an der Maschine zu erreichen, noch vollkommener als bei der einfachen Nebenschlußmaschine erreicht werden. Man kann sogar die Maschine, wie man sich ausdrückt, „überkompoundieren“, so daß ihre Spannung bei Mehrbeanspruchung nicht nur nicht sinkt, sondern im Gegenteil sogar noch ansteigt. Dies ist namentlich bei Maschinen von Wichtigkeit, welche einer sehr wechselnden Beanspruchung unterworfen sind, z. B. bei Generatoren, welche das Netz einer elektrischen Straßenbahnanlage zu speisen haben.

Zum Erregen der Feldmagnete bei den Generatoren kann man wie erwähnt den Armaturstrom selbst benutzen, ein Gedanke, der wie es scheint zuerst von Brett und Sinsteden 1848—1851 realisiert worden ist. Diese Anregung fiel freilich wieder der Vergessenheit anheim, bis fast gleichzeitig 1867 Werner Siemens und Wheatstone das gleiche Prinzip in Anwendung brachten. Siemens verwendete den gesamten Armaturstrom zur Speisung der Feldmagnete und schuf damit den Typus der Hauptschlußmaschine, Wheatstone schlug vor, nur einen Teil dieses Stromes dazu zu verwenden, woraus die Nebenschlußmaschine

hervorging. Maschinen mit gemischter Bewickelung wurden zuerst von Brush konstruiert.

Beim Angehenlassen der Generatoren kann man von dem Reste des stets vorhandenen remanenten Magnetismus in den Magnetschenkeln ausgehen. Sind die Feldmagnete einmal (etwa in dem Probierraume der Fabrik) durch einen Hilfsstrom in bestimmter Weise magnetisiert worden, so ist auch noch nach längerer Ruhe und nach den mit dem Transporte und der Montage verbundenen Erschütterungen und Temperaturschwankungen etwas Magnetismus von bestimmter Richtung in den Eisenkernen der Elektromagnete und damit ein gewisser magnetischer Kraftfluß zurückgeblieben. Wird der Anker gedreht, so wird zunächst nur ein schwacher Strom induziert, weil sich dem Schnitte der Ankerwindungen nur eine geringe Zahl von Kraftlinien darbietet. Derselbe fügt aber neue gleichgerichtete Kraftlinien den noch remanenten hinzu, wenn er in geeigneter Weise um die Schenkel geführt wird. Mit der Steigerung der Kraftlinienzahl geht die der E.M.K. und damit der Stromstärke Hand in Hand, immer kräftigere Felder werden ausgebildet und so könnte die Steigerung der Stromstärke scheinbar ins Unbegrenzte fortgesetzt werden, wenn nicht schließlich alle Eisenmoleküle zu magnetischen Ketten ausgerichtet wären (§ 38) und die Magnetisierung damit ihrem Sättigungswerte immer näher käme.

211. Das magnetische Drehfeld. — Wir wollen zum Schluß noch ganz kurz eine in der Technik immer größere Bedeutung erlangende Anordnung besprechen, welche zuerst von Ferraris 1888 getroffen worden ist. Er fand, daß man mittels der mehrphasigen Wechselströme, vgl. § 205 S. 370, ein rotierendes magnetisches Kraftfeld erzeugen könne, also ein Feld, bei dem die Kraftlinien in einer bestimmten Zeit alle Richtungen der Windrose einmal hintereinander einnehmen, ohne daß ihre Dichte wesentliche Schwankungen erleidet.

Um diese wichtige Erscheinung möglichst klar hervortreten zu lassen, wollen wir zuvor einen orientierenden Versuch über den Kraftlinienverlauf in einem von einem Spiralenpaare in gewisser Weise magnetisierten Eisenringe anstellen.

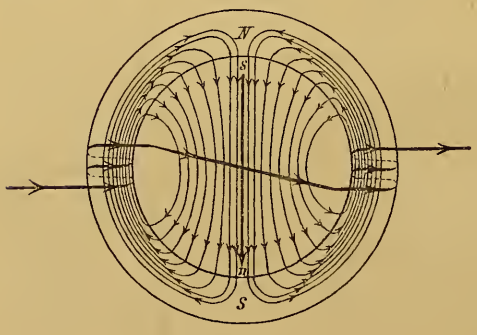


Fig. 165.

Auf einen Ring aus weichem Eisen, Fig. 165, ist aus dickem, übersponnenen Kupferdrahte eine kurze Spirale gewickelt. Das eine Ende des Drahtes wird über den Ring hinübergezogen und auf der gegenüberliegenden Seite von neuem zu einer gleichlangen Spirale im gleichen Sinne aufgewickelt; die Wickelung weicht also in sofern von der Bewickelung eines Elektromagneten ab, als hier beide Seiten gleichsinnig umwickelt werden, während bei dem Elektromagneten, bei dem man an einem Schenkel einen *N*-Pol, am anderen einen nach derselben Seite gerichteten *S*-Pol erzeugen will, der Wickelungssinn umzukehren ist. Schickt man dann durch den Draht einen etwa von links nach rechts gehenden Gleichstrom, so bildet jede Spirale in ihrem Innern ein kräftiges Kraftlinienbündel aus; beide Bündel sind aber gleichgerichtet, bei dem in der Figur angenommenen Umkreisungssinne beide nach oben, so daß sich die Kraftlinien oben und unten begegnen; sie stauen sich gegenseitig zurück

und drängen sich aus der Bahn von geringem Widerstande, dem Eisen, heraus in den Luftraum im Innern des Ringes hinein; dadurch entsteht in der einen, hier oberen, Ringhälfte eine nordpolare Quellzone, in der unteren eine südpolare Region von Sinkstellen. Die Kraftlinien ziehen sich in der zur Verbindungslinie der beiden magnetisierenden Spiralen senkrechten Richtung ziemlich geradlinig und in nahezu gleicher Dichte durch das Ringinnere hindurch; hier ist das Feld also beinahe homogen. Gegen die Seiten und namentlich die Spiralen hin biegen die Linien etwas um, wovon man sich mittels Eisenfeilichts etwa auf der Horizontalprojektionslampe leicht ein anschauliches Bild macht. Eine in der Ringmitte stehende Magnetnadel $s\,n$ stellt sich in die Richtung NS. (Man verwendet etwa eine solche auf Glasfuß ruhende, wie sie S. 22 unten beschrieben wurde).

Auf dem Eisenringe Fig. 166[1] mögen sich vier Spiralen befinden, von denen die gegenüberliegenden derart zu einem Paare verbunden

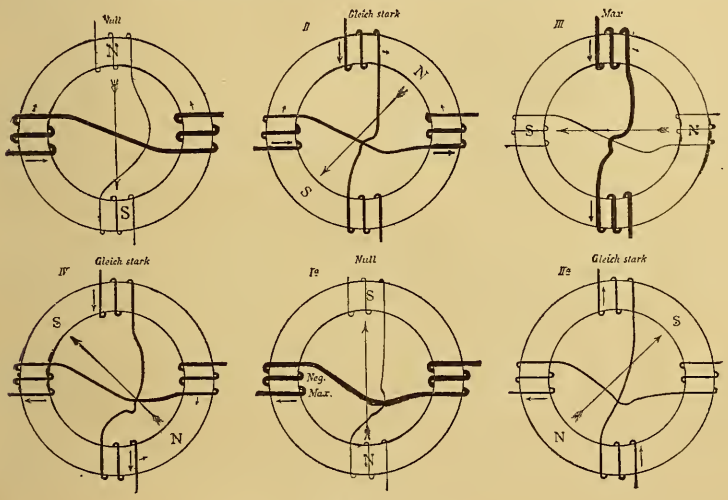


Fig. 166.

sind, daß sie einen durch sie fließenden Strom gleichsinnig um den Eisenring herumführen, so daß die beiden Spiralen desselben Paares Kraftlinien in derselben Richtung in das Eisen des Ringes hineinschicken, wie es Fig. 165 für ein Paar zeigt. Je eines dieser Spiralenpaare schließen wir an je einen Wechselstrom eines Zweiphasenstromsystems an, wie es Fig. 156 S. 370 darstellt.

Wenn der Strom A im Maximum seiner Stärke ist (dem Punkte n_1 in Fig. 156 entsprechend), geht die Intensität des anderen Wechselstromes B gerade durch den Nullwert hindurch (dem Punkte m_1 entsprechend). Daher bildet nur das in der Horizontalen angeordnete Spiralenpaar A Kraftlinien aus; bei der gezeichneten Stromrichtung begegnen sich die Kraftlinien derart, daß oben ein N-, unten ein S-Pol entsteht; eine Magnetnadel im

[1] Diese Figur ist dem instruktiven Vortrage von F. Braun „Über elektrische Kraftübertragung", Tübingen, Laupp 1892, entnommen.

Inneren zeigt daher (in der Figur) nach unten. Da wir Wechselströme haben, bleibt aber dieser Zustand nicht bestehen. Die Intensität der Komponente A des Zweiphasensystems sinkt von ihrem Höchstwerte wieder herab, die Intensität in B wächst; nach einer Achtelperiode sind beide gleich stark geworden (dem Punkte 1/8 in Fig. 156 entsprechend). Jetzt bilden auch die oberen und unteren Windungen in Fig. 166 Kraftlinien aus, welche oberhalb der Horizontalen auf der linken Seite die von A noch kommenden, jetzt nur in geringerer Zahl ausgebildeten Linien aufnehmen und fortsetzen, rechts dagegen mit vereintem Kraftliniendrucke die von unten kommenden Linien zurückdrängen und daher den Nordpol N nach rechts hinabdrücken. Das Umgekehrte findet unten mit dem augenblicklichen Südpole des Ringes statt, so daß die durch die Ringmitte verlaufenden Kraftlinien gegen vorhin um 45° in ihrer Richtung gedreht erscheinen. Nach Verlauf von abermals einer Achtelperiode hat Strom B sein Maximum erreicht (Punkt n_1 Fig. 156), A ist zu Null geworden (Punkt m_2); nun verlaufen die allein von B herrührenden Kraftlinien im Ringinneren horizontal von rechts nach links; die Nadel folgt dieser Richtung. Die drei weiteren Figuren lassen leicht erkennen, wie bei einem gleichzeitigen Fortpulsieren der beiden Wechselströme mit ihrer konstanten Phasendifferenz von einer Viertelperiode die Kraftlinien ihre Drehung im gleichen Sinne mit derselben Rotationsperiode gleichmäßig fortsetzen. Die Nadel dreht sich mit diesem „Ferraris'schen Drehfelde" dauernd herum.

Um das Zustandekommen eines solchen Drehfeldes durch das Zusammenwirken von zwei in ihrer Stärke und Richtung wechselnden, in der Phase gegeneinander verschobenen Strömen zu demonstrieren, etwa auf der Horizontalprojektionslampe, kann man von einem Gleichstrome ausgehen, den man in eine aus dickem Nickelin- oder Neusilberdraht gewickelte, vollkommen in sich zurücklaufende Spirale eintreten läßt. Auf dem Ringe schleifen die beiden Enden einer um den Mittelpunkt der kreisförmig um ihn herumgelegten Spirale drehbaren Kurbel; das eine Ende derselben ist dauernd mit dem einen, das andere mit dem anderen Pole der Stromquelle verbunden.

Der an dem einen Punkte in die Spirale eintretende Strom teilt sich in ihr und fließt in zwei einander parallel geschalteten Zweigen durch die beiden Spiralenhälften hindurch; am Diametralpunkte vereinigen sich die beiden Stromzweige wieder, um gemeinsam zur Stromquelle zurück zu kehren. Man gibt der Drahtspirale einen hohen Widerstand und erhält dann relativ große Spannungsabfälle bei bestimmter Stromstärke. An vier um je 90° voneinander entfernten Punkten sind nun die Spiralen A und B auf dem Eisenringe, Fig. 166, an die Ringspirale angeschlossen. Beim Drehen der Kurbel werden diese dann von Strömen durchflossen, welche in ihrer Stärke abnehmen bzw. anwachsen, ihre Richtung umkehren usw. in ganz ähnlicher Weise, wie dies die oben der Betrachtung zugrunde gelegten beiden Wechselströme tun, wenn auch die Stromform im einzelnen hier eine etwas andere ist. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß man beim Festhalten der Kurbel in irgend einer Stellung die entsprechende Phase der Erscheinung andauernder erhalten und studieren kann. Beim Einstreuen von Feilicht in das Ringinnere kann man die jeweilige Richtung der Kraftlinien demonstrieren. Dreht man die Kurbel weiter, so drehen sich die Eisenteilchen an ihrer Stelle herum, wobei man durch Klopfen etwas nachhilft. Stellt man eine Magnetnadel im Innern des Eisenringes auf, so sieht man, wie dieselbe rechts oder links herum mitgenommen wird, wenn man die Kurbel im einen oder anderen Sinne dreht.

Hat man nicht Zwei-, sondern Dreiphasenströme, welche durch drei Kabel, etwa von den drei Schleifringen der in Fig. 157 S. 370 dargestellten Anordnung geliefert werden, so wendet man einen Ring mit sechs Spulen an, von denen die gegenüberliegenden wie in Fig. 166 zu je einem Paare hintereinander geschaltet sind. Die freien Enden der Spulen kann man in einen Punkt vereinigen („Sternschaltung" vgl. S. 371), den man eventuell noch mit der Erde leitend verbindet, da sich nach § 205 S. 371 die E.M.K. dieses Vereinigungspunktes dauernd auf Null erhält. Ein besonderer Vorteil dieser (von Dolivo-Dobrowolsky) eingeführten Anordnung liegt darin, daß das Feld sich viel weniger stark in seiner Intensität verändert, daß es weniger „pulsiert", als wie bei Anwendung von Zweiphasenstrom.

212. Drehstrommotoren mit Kurzschlußanker. — Hat man ein Magnetkraftfeld, dessen Kraftlinien rotieren, so wird es mit seiner Hilfe möglich, Motoren mit Ankern zu konstruieren, welchen nicht durch Vermittelung von Gleitbürsten, die sich immer mehr oder weniger abnutzen und an denen elektrische Energie verloren geht, Strom von außen her zugeführt werden muß, sondern die in sich kurz geschlossen werden können.

Wir haben ja bereits in § 150 S. 247 einen Versuch beschrieben, welcher dieses Mitnehmen einer leitenden Masse durch ein rotierendes Feld infolge der Rückwirkung der in der Masse induzierten Ströme erläuterte. Bringt man innerhalb eines mit Drehstrom gespeisten Eisenringes einen Kupferzylinder so an, daß er sich frei in diesem drehen kann, so wird der Zylinder in Rotation im Sinne der Felddrehung versetzt, sowie die Drehströme pulsieren. Bremst man die Drehbewegung (wobei der Zylinder warm wird), so setzt die Rotation, sowie man den Zylinder freiläßt, doch im gleichen Sinne wieder ein. Auch dies kann man mittels des im vorigen Paragraphen beschriebenen Modelles sehr gut demonstrieren. Man setzt auf eine in der Mitte des Ringes aufgestellte Spitze eine dicke Kupferscheibe mit einer Eintiefung in der Achse auf; das Rotieren derselben wird an aufgesetzten Papierfahnen erkannt.

Befindet sich ein leitender Körper im Inneren eines Drehfeldes, so werden durch die ihn schneidenden Kraftlinien Induktionsströme geweckt, welche nach der Lenz'schen Regel § 150 S. 247 sich mit ihren elektromagnetischen Rückwirkungen auf das Feld gegen die erzeugende Ursache stemmen. Das Feld rotiert unaufhaltsam weiter, so lange die Drehströme zirkulieren. Ist der Körper also frei beweglich, so wird er durch diese rückwirkenden Kräfte im Sinne der Feldrotation vorangetrieben; er findet dabei in dem Felde gewissermaßen ein Widerlager, und dadurch, daß dieses sich dreht, wird der Körper mit in diese Rotationsbewegung hineingezogen.

Setzt man in ein durch Mehrphasenstrom erzeugtes magnetisches Drehfeld also einen Anker mit einer in sich zurücklaufenden, vollkommen geschlossenen Ring- oder Trommelwickelung ohne irgend welche Ableitung, also auch ohne Schleifringe und ohne Kollektor ein, so wird diese Armatur von dem rotierenden Felde mitgenommen Bringt man auf der Armaturachse eine Antriebsscheibe für ein Zugkraftorgan an, so hat man den denkbar einfachsten, wirksamsten

und haltbarsten Elektromotor. Dabei wird im allgemeinen die Umdrehungsdauer des Ankers nicht mit der Rotationsdauer des Feldes und damit auch nicht mit der Periodendauer der dasselbe erzeugenden Wechselströme übereinstimmen; es besteht kein Synchronismus mehr zwischen der erzeugenden Ursache und der erzeugten Ankerdrehung; wird die Maschine stark belastet, so wird der Anker erheblich hinter dem Felde zurückbleiben, wir haben den Typus des „Asynchronmotors“ vor uns (vgl. im Gegensatze hierzu das S. 359 bezüglich des Synchronmotors Bemerkte).

213. Die Phasenumformer. — Eine andere Anwendung wird bei den sog. Phasenumformern von magnetischen Drehfeldern ge-

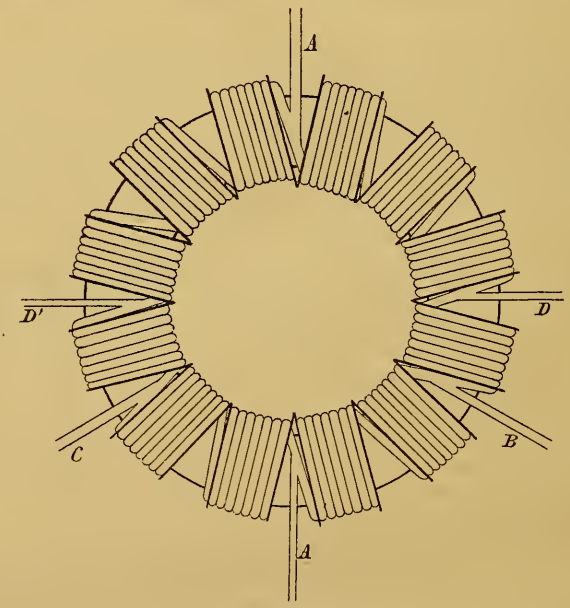


Fig. 167.

macht. Dies sind Anordnungen, welche z. B. mit Dreiphasenstrom gespeist werden, und denen dann ein- oder zweiphasiger Wechselstrom entnommen werden kann oder umgekehrt. Wird z. B. dem mit zwölf Spulen bewickelten Eisenringe (aus Eisendrahtbündeln) Fig. 167 durch die drei Speiseleitungen A (oben), B, C Dreiphasenstrom zugeführt, so bildet sich in ihm ein magnetisches Drehfeld § 211 S. 385 aus. Legt man eine Zweigleitung bei A oben und A unten oder bei D und D' an, so wird durch diese gewöhnlicher einphasiger Wechselstrom pulsieren; verwendet man sie beide gleichzeitig, so erhält man ein zweiphasiges Stromsystem (Silvanus Thompson).

214. Nutzeffekt der Dynamomaschinen und elektrische Arbeitsübertragung. — Die modernen Dynamomaschinen kommen der an sie

gestellten Anforderung, mechanische Arbeit in elektrische Energie oder umgekehrt die Energie des elektrischen Stromes in mechanische Arbeit umzuwandeln, in immer vollkommenerer Weise nach. Den Grad der Vollkommenheit wird man hierbei nach dem Prozentsatze der geleisteten Arbeit im Vergleiche zur zugeführten Energie beurteilen, nach dem „Nutzeffekte". Dieser ist hier außerordentlich groß. Während z. B. die Dampfmaschine nur ausnahmsweise Nutzeffekte von 75 % erzielt, arbeitet eine moderne, gut durchkonstruierte Dynamomaschine sowohl als Generator wie als Motor mit über 90 % Nutzeffekt; ja man kann sagen, daß diese Maschinen überhaupt gegenüber allen anderen den höchsten Wirkungsgrad besitzen.

Dazu kommt noch eines: Die elektrische Energie läßt sich wie keine andere leicht und ohne zu großen Verlust fernleiten, „übertragen", und andererseits bequem in jede andere Energieform, in chemische Energie, in Wärme und auch in mechanische Arbeit wieder verwandeln.

Man stellt daher an einem Orte, wo eine Arbeitskraft, z. B. eine Wasserkraft zur Verfügung steht, eine Dynamomaschine auf, welche die dargebotene mechanische Arbeit in elektrische Energie verwandelt: „Generator". Diese Energie wird längs metallischer Leitungen auf weite Entfernungen hin, etwa nach einem Industriezentrum, übertragen. Hier wird eine zweite Maschine aufgestellt: „Rezeptor", welche als Motor wirkt, d. h. die elektrische Energie aufnimmt und in mechanische Arbeit zurückverwandelt.

Hierauf beruht die elektrische Arbeits- oder Energieübertragung. Nach Formel (41) S. 259 ist die elektrische Leistung durch das Produkt von Stromstärke und Spannung bestimmt. Nach Formel (42a) S. 260 ist der Verlust an Leistung in einer Leitung in Form von Wärme durch den Widerstand und das Stromstärkequadrat bestimmt. Man wird also zur Fernleitung einer gewissen Leistung mit der Spannung möglichst weit hinauf, mit der Stromstärke aber möglichst heruntergehen; denn die Verwandlung eines nicht unbeträchtlichen Teiles der elektrischen Energie in Wärme bedeutet einen wirklichen Verlust bei der Übertragung. Arbeitet man mit kleiner Stromstärke, so kann man auch die Leitungen verhältnismäßig dünn und damit leicht und relativ billig machen.

Gewöhnlich befindet sich an der „Primärstation", an der die fernzuleitende Energie zur Verfügung gestellt wird (Dampfzentrale oder Turbinenanlage), ein dreiphasiger vielpoliger Wechselstromgenerator, der direkt eine hohe Spannung von mehreren Tausend Volt an seinem Induktorkranze liefert, vgl. das S. 279 besprochene Modell. Von der Generatorstation führen dann drei Hochspannungsleitungen, die drei in der Phase um eine Drittel-Periode gegeneinander verschobene Wechselströme tragen, fort. Diese selbst in ein Gebäude oder in eine Arbeitsmaschine einzuführen, wäre wegen der hohen Spannung zu gefährlich. Man transformiert sie daher kurz vor der Konsumstelle „herab", indem man die drei Phasen in einen Transformator, etwa von der durch

Fig. 133 S. 302 erläuterten Beschaffenheit, eintreten läßt und diesem dreiphasigen Wechselstrom von niederer Gebrauchsspannung aber entsprechend höherer Stromstärke, vgl. § 175 S. 297, entnimmt. Erst dieser Arbeitsstrom wird den Dreiphasenmotoren mit Kurzschlußanker § 212 S. 387 zugeführt. Neuerdings werden auch Gleichstromübertragungen mit hohen Spannungen angelegt, bei denen man dann nur zwei Fernleitungen benötigt. Gewöhnlich nimmt man die Führung von drei Leitungen mit in Kauf wegen der großen Betriebssicherheit und Einfachheit der Dreiphasenübertragung. Selbst zu lokomotorischen Zwecken hat man diese mit Vorteil verwendet; so werden die elektrischen Schnellbahnen mit Dreiphasenstrom betrieben.

Wie umgestaltend die immer weiter um sich greifende Verwendung der elektrischen Energie in unser modernes Kulturleben eingreift, lehrt eine Betrachtung der zahlreichen mit dieser Energieform bereits arbeitenden technischen Betriebe.

Zusammenstellung

der

Bezeichnungen, Dimensionierungen und der wichtigsten Formeln.

Alle Dimensionierungen beziehen sich auf das absolute elektromagnetische Maßsystem vgl. S. 54; die Zahlen bezeichnen die Seite, auf der die betreffende Größe definiert oder dimensioniert, oder die entsprechende Formel abgeleitet ist.

Seite

l: Länge (cm), r bzw. ϱ: Entfernungen, a: Polabstand 45

t: Zeit (sek) 45

f: Kraft (cm gr sek^{-2}; Einheit: Dyne) [Schwere = 981 Dyne] 46

m: Polstärke (cm$^{3/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-1}) 49, 53

μ: Permeabilität (dimensionslos) 51

Das Coulomb'sche Gesetz:

$f_{12} = \pm \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r_{12}^2}$ $f \begin{cases} + : \text{Abstoßung;} \\ - : \text{Anziehung;} \end{cases}$ $m \begin{cases} + : \text{Nordpol (Quelle)} \\ - : \text{Südpol (Senke)} \end{cases}$ (1) . 55

q: Elektrizitätsmenge (cm$^{1/2}$ gr$^{1/2}$) 52, 54

$\mathfrak{H}$: Feldstärke (cm$^{-1/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-1}); Einheit: Gauss 56

$f = m \cdot \mathfrak{H}$ Dyne (3) 56

$\mathfrak{h} = \mathfrak{H} \cdot \cos i$ (i: Inklinationswinkel) 58

Ergiebigkeit einer Quelle: $+ 4\pi m$
Konsum einer Senke: $- 4\pi m$ 60

$\mathfrak{B}$: Magnetische Induktion (cm$^{-1/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-1}) 60

$\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$; $\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$ (5) 61

$\mathfrak{M} = m a$: Magnetisches Moment (cm$^{5/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-1}) 63

Feldkraft des Stabmagneten

in axialer Richtung: $\mathfrak{h}_I = 2\frac{\mathfrak{M}}{r^3}$;

in äquatorialer Richtung: $\mathfrak{h}_{II} = \frac{\mathfrak{M}}{r^3}$ (8) 63

$\mathfrak{J} = \mathfrak{M}/V$: Magnetisierungsintensität (cm$^{-1/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-1}) 64

$\varkappa = \mathfrak{J}/\mathfrak{H}$: Suszeptibilität (dimensionslos) 65

P: Drehmoment eines Magnetstabes im homogenen Felde:

$P = \mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h} \cdot \sin \varphi$ (9). 66

D: Direktionskraft eines Magnetstabes im homogenen Felde:

$D = \mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h}$ (14) 71

K: Trägheitsmoment (cm^2 gr) 72

z: Schwingungszahl eines pendelnden Magnetstabes

$z^2 = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{h}}{K}$, daher $\mathfrak{h} = \frac{4\pi^2 K}{\mathfrak{M}} \cdot z^2$ (15) 72

(Die Feldstärke $\mathfrak{h}$ ist dem Quadrate der Schwingungszahl proportional.)

Seite

Gleichung der Kraftlinien im bipolaren Felde:

$$\cos \alpha_n - \cos \alpha_s = \frac{a}{r} \quad (18) \quad \ldots \quad 79$$

$E = \mathfrak{H} \cdot Q$: Kraftfluß ($cm^{3/2}\, gr^{1/2}\, sek^{-1}$) 84

Satz von der Erhaltung des Kraftflusses:

$$\mathfrak{H}' Q' = \mathfrak{H} Q \quad \ldots \quad 85$$

$F = \mathfrak{B} \cdot Q = \mu \cdot \mathfrak{H} \cdot Q$: Induktionsfluß oder gesamte durch Q gehende Kraftlinienzahl ($cm^{3/2}\, gr^{1/2}\, sek^{-1}$); Einheit: Maxwell 86

i: Stromstärke ($cm^{1/2}\, gr^{1/2}\, sek^{-1}$) $[= dq/dt]$ 128

Das Biot-Savart'sche Gesetz:

$$\mathfrak{H} = 2\frac{i}{r} \quad (26\,a) \quad \ldots \quad 127$$

Das Laplace'sche Elementargesetz:

$$\mathfrak{h} = \frac{i\,l}{\varrho^2} \cdot \sin \alpha \quad (26) \quad \ldots \quad 127$$

in senkrechter Richtung zum Stromelemente:

$$\mathfrak{h}_\perp = \frac{i \cdot l}{\varrho^2} \quad (26\,b) \quad \ldots \quad 128$$

Elektromagnetische Wirkung eines mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ sich bewegenden Elektrizitätsteilchens (Elektrons) von der Ladung q:

$$\frac{q\,\mathfrak{g}}{\varrho^2} \cdot \sin \alpha \quad (28) \quad \ldots \quad 130$$

Die praktische Einheit der Stromstärke ist das Ampère; 1 Ampère = 10^{-1} el. magnet. Stromstärkeeinheiten 131

$A = 4\pi i$: Arbeit der elektromagnetischen Kraft bei einmaliger Umkreisung des Stromes (29) 135

gleich dem „Linienintegrale" der magnetischen Kraft; die elektromagnetische Hauptgleichung:

$$4\pi i = \int_l \mathfrak{H} \cdot \cos(\mathfrak{H}, dl) \cdot dl = A \quad (30) \quad \ldots \quad 137$$

$P = \mathfrak{H} \cdot i \cdot l$: Bewegungsantrieb (in Dynen), den ein Stromstück von der Länge l bei der Stromstärke i in einem Felde von der Stärke $\mathfrak{H}$ (nach der „Linken-Hand-Regel") erfährt (31) 147

Allgemein:

$$p = \mathfrak{H} \cdot i \cdot l \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta \quad (31\,a) \quad \ldots \quad 148$$

$P = \mathfrak{H} \cdot q \cdot \mathfrak{g}$: Bewegungsantrieb, den ein mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ bewegtes, mit der Ladung q versehenes elektrisch geladenes Teilchen in einem Magnetfelde von der Stärke $\mathfrak{H}$ erfährt (31 c) 149

Krümmung der Bahn des Teilchens im Magnetfelde:

$$\frac{1}{\varrho} = \mathfrak{H} \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{\mathfrak{g}} \quad (32) \quad \ldots \quad 150$$

Feldstärke im Inneren einer Achsenschleife:

$$\mathfrak{h}_i = \frac{2\pi i}{\varrho} \quad (33) \quad \text{bzw.} \quad \mathfrak{h}_1 = \frac{2\pi I}{10\,\varrho} \; [I \text{ in Amp.}] \; (33\,a) \quad \ldots \quad 175$$

Tangentenbussole:

$$I = \mathfrak{R} \cdot \operatorname{tg} \varphi, \quad \text{wo} \quad \mathfrak{R} = \frac{10\varrho\,\mathfrak{h}}{2\pi} \text{ ist } (34\,a) \quad \ldots \quad 176$$

Feldstärke im Inneren einer Spule von der Windungszahl z:

$$\mathfrak{H}_1 = \frac{2\pi z}{10\,\varrho} \cdot I \quad (35) \quad \ldots \quad 189$$

Tangentenbussole mit z Windungen:

$$I = \mathfrak{R} \cdot \operatorname{tg} \varphi, \quad \text{wo} \quad \mathfrak{R} = \frac{10\varrho\,\mathfrak{h}}{2\pi z} \quad (35\,a) \quad \ldots \quad 190$$

Seite

Linienintegral der magnetischen Kraft bei einmaliger Umkreisung einer Spule von der Windungszahl z: $\frac{4\pi}{10} z\, I$, wo $I z$ die Ampèrewindungszahl ist: A.W., also Linienintegral $= \frac{4\pi}{10}$ A.W. $= 1{,}2566$ A.W. 197

Feldstärke im Inneren einer Spirale von der gesamten Windungszahl Z und der Länge l: $\mathfrak{H}_1 = \frac{4\pi}{10}$ A.W./cm, wo A.W./cm $= \frac{Z}{l} I$ die Ampèrewindungszahl pro Längeneinheit ist (36) 197

Feldstärke am Ende einer Spirale:

$$\mathfrak{H}'_1 = \frac{2\pi}{10} \text{ A.W./cm} \quad (36\,a) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 197$$

Umschlossene Kraftlinienzahl im Inneren bei Q cm² Querschnitt:

$$Q \cdot \frac{4\pi}{10} \text{ A.W./cm} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 198$$

Das Linienintegral der magnetischen Kraft einmal ganz um alle Windungen herum erstreckt:

$$\frac{4\pi}{10} Z I = \frac{4\pi}{10} \text{ A.W.} = 1{,}2566 \text{ A.W.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 198$$

Magnetische Induktion $\mathfrak{B}$ im Inneren eines Elektromagneten:

$$\mathfrak{B} = \frac{4\pi}{10} \mu \frac{Z}{l} I = 1{,}2566\, \mu \frac{\text{A.W.}}{\text{cm}} \quad (37) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 209$$

Gesamter Kraftlinienstrom (Induktionsfluß): $F = Q \cdot \mathfrak{B}$. Linienintegral der magnetischen Kraft durch sämtliche Windungen der Bewickelung hindurch:

$$\frac{4\pi}{10} Z I = 1{,}2566 \text{ A.W.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 210$$

Für paramagnetische Substanzen ist $\mu > 1$,
für diamagnetische Substanzen ist $\mu < 1$ 215

Das Arbeits- und Effektmaß: Arbeitseinheit ist die Arbeit, welche die Kraft einer Dyne bei einer Verschiebung ihres Angriffspunktes um 1 cm in ihrer Richtung leistet: Erg.

A: Arbeit (cm² gr sek^{-2}).

Die praktische Einheit der Arbeit ist das Joule: 1 Joule $= 10^7$ Erg 248
1 mkgr Arbeit $= 9{,}81$ Joule.

Der Arbeitseffekt oder die Arbeitsleistung ist die pro Sekunde geleistete Arbeit:

L: Leistung (cm² gr sek^{-3}).

Die absolute Einheit des Effektes ist das Sekundenerg; die praktische Einheit des Effektes ist das Watt: 1 Watt $= 10^7$ Sekundenergs 248

Eine Leistung von 75 mkgr Arbeit in 1 Sekunde bezeichnet man als Pferdestärke: P.S.
1 P.S. = 736 Watt 248

Die Arbeit des elektrischen Stromes:

$$d\,a = \mathfrak{H} \cdot c \cdot l \cdot i \cdot d\,t \quad (38\,b) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 250$$

oder $d\,a = \mathfrak{H}\, c\, l \cdot d\,q \quad (38\,d) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 251$

Die Leistung des elektrischen Stromes:

$$L = \frac{d\,a}{d\,t} = \mathfrak{H}\, c\, l \cdot i \quad (38\,c) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 251$$

wo $e = \mathfrak{H}\, c\, l \quad (39) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 251$

die elektromotorische Kraft (E.M.K.) ist, so daß die
Arbeit des elektrischen Stromes: $d\,a = e \cdot i \cdot d\,t$
Leistung des elektrischen Stromes: $L = e \cdot i$
ist; $e = \mathfrak{H}\, c\, l$ ist die pro Zeiteinheit gleichsinnig und rechtwinkelig geschnittene Kraftlinienzahl. ($\mathfrak{H}$: Feldstärke, c: Geschwindigkeit und l: Länge des bewegten Leiterstückes).

Es ist ferner: $d\,a \,/\, d\,q = e$ · Dim. E.M.K. e = cm$^{3/2}$ gr$^{1/2}$ sek^{-2} . . 252

Seite

Die praktische Einheit der E.M.K. ist das Volt;
1 Volt = 10^8 el. magnet. Spannungseinheiten 254

Das Ohm'sche Gesetz:

$$i = \frac{e}{r}, \quad e = r\,i, \quad r = \frac{e}{i} \quad (40) \ldots\ldots 255$$

$\dim r$ (elektromagnetisch) = cm/sek 255

Die praktische Einheit des Widerstandes ist das Ohm (Ω);
1 Ohm (Ω) = 10^9 el. magnet. Widerstandseinheiten = 10^9 cm/sek =
1 Erdquadrant/sek 256

also $\text{Amp.} = \frac{\text{Volt}}{\text{Ohm}}$, Volt = Ohm. Amp., $\text{Ohm} = \frac{\text{Volt}}{\text{Amp.}}$ (40a) . . 256

Der spezifische Leitungswiderstand σ ist der Widerstand bei 1 m Länge und 1 mm² Querschnitt in Ohm, so daß

$$r_{\text{Ohm}} = \sigma \frac{l_{\text{m}}}{q_{\text{mm}^2}} \quad (40\text{b}) \ldots\ldots 257$$

Das legale Ohm entspricht dem Widerstande eines Hg-fadens von 0° Cels.
1 mm² Querschnitt und 1,063 m Länge 258

Die praktische Einheit des Stromeffektes ist das Volt-Ampère oder Watt:
1 Volt-Ampère = 1 Watt.

$$L = e \times i \quad (41) \ldots\ldots 259$$

1 P.S. = 736 Watt 259

Das Joule'sche Gesetz: Die vom Strome entwickelte Wärme W ist:

$$W_{\text{in sek-gr-cal}} = 0{,}239 \text{ Volt-Ampères} \quad (42) \ldots\ldots 260$$

$$W = 0{,}239\, e \times i = 0{,}239\, r \times i^2 = 0{,}239 \frac{e^2}{r} \quad (42\text{a}) \ldots 260$$

Die bei der Induktion bewegte Elektrizitätsmenge $d\,q$ ist gleich $\frac{1}{r} d\,n$
(Bestimmung der Zahl n von Kraftlinien mittels des ballistischen Galvanometers) 261

Elektrische Energie: $d\,a = e \cdot d\,q$
(e: Intensitätsfaktor, $d\,q$: Quantitäts- oder Kapazitätsfaktor) . . . 263

E: gesamte in einer Leiterschleife induzierte E.M.K.

$$E = -\frac{d\,N}{d\,t} \quad (43) \ldots\ldots 273$$

(N umschlossene Kraftlinienzahl; bei Vermehrung von N wird Gegenzeiger-, bei Verminderung Zeigerstrom induziert: Maxwell'sche Regel) 269

Bewegte Elektrizitätsmenge: $-\frac{1}{R}\frac{d\,N}{d\,t}$.

In einer Spule von z Windungen induzierte E.M.K.:

$$E = -z\frac{d\,N}{d\,t} \text{ in abs. Einh.} \quad \text{oder} \quad E = -z\frac{d\,N}{d\,t} \cdot 10^{-8} \text{ in Volt} \quad (44) \ldots 275$$

Allgemein ist, wenn $F = Q\,\mathfrak{B} = Q\,\mu\,\mathfrak{H}$ den gesamten einmal umschlossenen Kraftlinienstrom oder den magnetischen Induktionsfluß bedeutet

$$E = -\frac{d\,F}{d\,t} = -\frac{d\,(Q\,\mathfrak{B})}{d\,t} = -\frac{d\,(Q\,\mu\,\mathfrak{H})}{d\,t} \quad (45) \ldots\ldots 281$$

(F ist dabei das „magnetische Moment" der Leiterbahn).

Da man für E schreiben kann:

$$\int \mathfrak{E} \cdot \cos(\mathfrak{E},\, d\,l) \cdot d\,l$$

(Linienintegral der elektrischen Kraft), so ist auch

$$\frac{d\,(Q\,\mathfrak{B})}{d\,t} = -\int_l \mathfrak{E} \cdot \cos(\mathfrak{E},\, d\,l) \cdot d\,l \quad (46) \ldots\ldots 283$$

(Hauptgleichung der Induktionswirkungen).

Seite

Energieinhalt einer vom Strome i durchflossenen Leiterbahn vom magnetischen Momente F:

$$A = F \cdot i \quad (46\,b) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 284$$

(Zunahme der elektromagnetischen Energie bei Steigerung des Induktionsflusses um $d\,F$:

$$d\,a = i \cdot d\,F).$$

Transformations- oder Übersetzungsverhältnis bei den Transformatoren (Induktorien):

$$T = Z_s / Z_p \quad (47)$$

Z_p: primäre, Z_s: sekundäre Windungszahl;

$$L = e \cdot I = E \cdot i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 297$$

M: Koeffizient der wechselseitigen Induktion zweier Stromkreise I und II:

$$E_2 = -\,M \frac{d\,i_1}{d\,t} \quad (49\,a); \qquad E_1 = -\,M \frac{d\,i_2}{d\,t} \quad (49\,b) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 309$$

(dim M = cm, praktische Einheit: 10^9 cm = 1 Erdquadrant; für zwei konaxiale Spiralen von Z_1 bzw. Z_2 Windungen ist

$$M = 4\,\pi\,\mu\,Z_1\,Z_2\,Q/l).$$

L: Koeffizient der Selbstinduktion

$$E = -\,L \frac{d\,i}{d\,t} \quad (51) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 311$$

(dim L = cm, praktische Einheit: 1 Henry = 10^9 cm oder 1 Erdquadrant; für eine Spirale von Z Windungen ist

$$L = 4\pi\,\mu\,Z^2\,Q/l).$$

Die elektromagnetische Eigenenergie eines Stromfeldes ist gleich $\frac{1}{2} L i^2$ 313

A: Arbeit, die bei einer vom Werte $\mathfrak{B}_1$ bis zum Werte $\mathfrak{B}_2$ gesteigerten Magnetisierung aufzuwenden ist (in Erg pro cm^3)

$$A = \frac{1}{4\pi} \int_{\mathfrak{B}_1}^{\mathfrak{B}_2} \mathfrak{H} \cdot d\,\mathfrak{B} \quad (52) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 331$$

Die in einem magnetisierten Medium von der (konstanten) Permeabilität μ pro Volumeneinheit aufgespeicherte Energie ist:

$$\frac{\mu}{8\pi} \cdot \mathfrak{H}^2 \quad (53) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 332$$

(Die gesamte Energie eines die Ladung q mit sich führenden Teilchens von der Masse m und dem Radius a, welches sich mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{g}$ durch das Medium von der Permeabilität μ bewegt, ist

$$\frac{1}{2}\left(m + \frac{2}{3}\,\mu\,\frac{q^2}{a}\right) \cdot \mathfrak{g}^2; \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 334$$

$\frac{1}{2} m\,\mathfrak{g}^2$ ist sein mechanischer [kinetischer], $\frac{1}{3}\,\mu\,\frac{q^2}{a}\mathfrak{g}^2$ sein elektrodynamischer Energieinhalt, m seine mechanische [ponderable], $\frac{2}{3}\,\mu\,\frac{q^2}{a}$ seine elektrodynamische [scheinbare] Masse).

Hauptgleichung des magnetischen Kreises:

$$\text{Kraftlinienstrom} = \frac{\text{Magnetomotorische Kraft}}{\text{Magnetischer Widerstand}}$$

$$F\left(\frac{l_1}{q_1\,\mu_1} + \frac{l_2}{q_2\,\mu_2} + \frac{l_3}{q_3\,\mu_3} + \ldots\right) = \frac{4\,\pi}{10}\,Z\,I \quad (55\,b) \quad . \quad . \quad 341$$

(F: gesamter magnetischer Induktionsfluß, Z: gesamte Windungszahl, I: Stromstärke in Ampères, $\frac{4\pi}{10}\,Z\,I$: magnetomotorische Kraft); oder:

$$Z\,I = F\left(\frac{1}{1{,}2566}\,\frac{l_1}{q_1\,\mu_1} + \frac{1}{1{,}2566}\,\frac{l_2}{q_2\,\mu_2} + \ldots\right)$$

Seite

oder angenähert auch:
(da F/q die Kraftliniendichte $\mathfrak{B}$ ist):

$$ZI = \frac{0{,}8\,\mathfrak{B}_1}{\mu_1} \cdot l_1 + \frac{0{,}8\,\mathfrak{B}_2}{\mu_2} \cdot l_2 + \ldots . \quad (55\,\mathrm{g}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 342$$

Gleichung des Schlußjoches:

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi}{10}\frac{ZI}{l} - \frac{q}{Q} \cdot \frac{\mathfrak{B}}{\mu'} \cdot \frac{L}{l} \quad (56\,\mathrm{c}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 346$$

Die in einem einzelnen Wickelungselemente („wirksamen Leiter") bei der Dynamomaschine induzierte E.M.K.:

$$e = \mathfrak{B}\,c\,l \cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad (58), \quad \text{wo} \quad c = \pi\,D\frac{n}{60}\ \text{cm/sek} \quad (57)$$

ist [l Länge der Armatur, D ihr Durchmesser, n ihre Tourenzahl], also

$$e = l\,\mathfrak{B}\,\pi\,D\frac{n}{60} \cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad (58\,\mathrm{a}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 355$$

Zugkraft, welche das Feld (von der Stärke $\mathfrak{B}$) auf das einzelne vom Strome I (in Ampères) durchflossene Wickelungselement ausübt:

$$P = 10{,}2\,\mathfrak{B}\,I\,l \cdot 10^{-8}\ \text{kgr-Gewicht} \quad (59) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 355$$

Die in einer (Ring- oder Trommel-) Armatur von z wirksamen Leitern induzierte gesamte E.M.K.:

$$E = F \cdot z\frac{n}{60} \cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad (60\,\mathrm{a}) \quad . \quad . \quad . \quad 364 \text{ und } 377$$

wo F der gesamte Kraftlinienstrom des zur Verwendung kommenden magnetischen Kreises ist. (Bei mehrpoligen Maschinen gibt die Formel die pro Ankersegment induzierte E.M.K., S. 379.)

Gleichung des harmonischen Wechselstromes (des „Sinusstromes"):

$$E = E_0 \cdot \sin\vartheta \cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad (61\,f), \quad \text{wo} \quad \vartheta = 2\pi\frac{n}{60} \cdot t$$

$$\text{und} \quad E_0 = 2\pi\frac{n}{60}\,\frac{z}{2}\,f\,\mathfrak{B} \quad \text{ist}$$

$$\left(\frac{z}{2}: \text{Windungszahl}, \quad f: \text{gesamte Windungsfläche}\right).$$

[Für dreiphasigen Wechselstrom ist immer:
$E_0 \cdot \sin\vartheta \cdot 10^{-8} + E_0 \sin(\vartheta - 120^0) \cdot 10^{-8} + E_0 \cdot \sin(\vartheta - 240^0) \cdot 10^{-8} = 0$, S. 371].

Hauptgleichung der Dynamomaschinen:

$$E_k = F \cdot z\frac{n}{60}\,\frac{p}{p_1} \cdot 10^{-8}\ \text{Volt} \quad (62) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 381$$

wo E_k die Klemmenspannung der Maschine, p die Zahl ihrer Polpaare, und p_1 die Zahl der einander parallel geschalteten Paare ihrer Ankersegmente ist.

Alphabetisches Sach- und Namenregister.

(Die Zahlen beziehen sich auf die Seiten.)

Abbildung von Kraftfeldern 77.
Abdrücken der Kraftlinienbilder auf Klebepapier 8.
Abgeleitete Einheiten 45.
Ablenkende Wirkung eines Stromes auf eine Magnetnadel 110.
Ablenkung, elektrostatische der Kathodenstrahlen 152.
Ablenkung eines Magnetstabes durch einen anderen 36, 69.
— — — aus I. Hauptlage 70.
— — — aus II. Hauptlage 70.
Ablenkungsbeobachtungen 69, 70.
— magnet 70, mit Ablesespiegel 20.
— schiene 70.
Ablenkungsregeln für Magnete in Stromfeldern 112, 113, 142.
Ablenkungs- und Schwingungsmethode, Kombination derselben 75.
Ablesespiegel, magnetisierter 20.
Abnahme der Kraftlinienzahl: direkter Induktionsstrom 273.
Abnahme der magnetischen Wirkung mit der Entfernung 49.
Abraham, M. 157.
Absolute Arbeitseinheit 248.
Absolutes Maß, Zurückführung magnetischer Größen auf dasselbe 74.
Absolutes Maßsystem 44, 45, 247.
Absolute Methode nach Gauss 75.
Abstoßung, gegenseitige von Magnetpolen 30, 32, 39, 55.
Achse, magnetische 13, 17.
— — positive Richtung derselben 42.
Achsenschleife, dynamisches Modell derselben 184.
— Feldstärke im Inneren derselben 175, 176.
— Kraftlinienverlauf im Inneren derselben 170, 171, 172.
— Polarität derselben 172.
Aktinium 154.
Allgemeine Massenanziehung 56.
Ampère 112, 113, 130, 160, 178.
—'s Schwimmregel 112, 113, 142.
—'sches Stativ 163, 164, 173.
—'sche Theorie des Magnetismus 177, 178.
Ampère, praktisches Maß der Stromstärke 130, 131.
Ampèremeter 202.
— für Projektion 204.
Ampèrewindungszahl: A.W. 196.
Ampèrewindungszahl pro Längeneinheit: A.W./cm 197.
Amplitude der Wechselstromspannung 367, 368.
Änderungsgeschwindigkeit der Kraftlinienzahl 273.
Anker 14.
— der Dynamomaschinen, allgemeines 353, 354.
Ankerschließung 13.
Ankersegmente 378, 379.
— ihre Schaltungen 380.
Ankerwickelung, gemischte 381.
— geschlossene 355, 356, 361.
— offene 355, 356.
Anläuteapparate bei Telephonanlagen 353, 361.
Ansprechen des Wehnelt-Unterbrechers 307.
Antriebspunkt eines Cykels 180.
Anziehung von Magnetpolen 31, 32, 39, 55, 94.
Aperiodische Dämpfung 245.
Apparate zur Darstellung der Stromkraftlinien 106.
Äquator, magnetischer 16, 26.
— des Dynamoankers 358
Äquatoriale Stellung 215.
Arago 246.

Arago'sche Versuche über Rotationsmagnetismus 246.
Arbeit 46.
— als Vektorgröße 135.
— der elektrischen Kraft 282.
— der elektromagnetischen Kräfte 135.
— Dimension derselben 135, 248.
— gleich Kraft mal Weg 135.
— Maß derselben 247.
Arbeitseffekt 248.
Arbeitseinheit, absolute 248.
Arbeitselement 135.
Arbeitsgröße pro sek 248, 251.
Arbeitsübertragung, elektrische 389.
Armatur 12.
— der Dynamomaschinen 353, 354.
Armierte Magnete 12.
Arnold, E. 352, 381.
D'Arsonval 206.
Astasierung 36.
Astatisches Magnetsystem 174.
— Nadelsystem 36.
— Strom-Rechteck 163.
α-Strahlen 154.
Asynchronmotor 352, 388.
Aufpunkt 61, 120, 127.
Aufsuchung der Stabpole 17.
Aufwickeln eines Stromträgers 188.
Ausgleichserscheinungen, elektrische 235.
Ausgleichsgesetz der elektrischen Spannungen 255.
— magnetisches 338.
Ausgleichsschaltung 383.
Automatische Stromunterbrecher 212, 304, 305.
A.W. = Ampèrewindungszahl 196.
A.W./cm = Ampèrewindungszahl pro Längeneinheit 197.
Axialer Charakter der Magnetkraftlinien 102, 181.
Axiale Induktion 238.
— Stellung der paramagnet. Körper 215.
— Verkettung von Eisenteilchen im Inneren einer Stromspirale 196.

Ballistisches Galvanometer 206, 246.
— — Eichung desselben auf Kraftlinien 276, 277.
— — Eichung desselben mittels Erdinduktors 278.
Bandagieren der Armaturwickelung 357, 361.
Barlow 238.
—'sches Rad 145, 238, 241.
Becquerel, H. 154.
Becquerelstrahlen 102.
Begriff der Kraftachse 108.
Bell, A. G. 285.
Bell'sches Telephon 285.
Benutzung von Zehnerpotenzen 45.
Bertrand 273.
Beschleunigung, Definition derselben 46.
— als Vektor 58.
Bestimmung der Feldstärken nach dem Diagramm 88.
— der Kraftlinienzahl mittels der ballistischen Methode 321.
— der magnetischen Induktion (ballistische Methode) 322.
Beutelmikrophon 286.
Beweglicher Stromträger im ruhenden Magnetfelde 147.
Bewegungen, cyklische 180.
Bewegungsantriebe 104.
Bewegungsantrieb des bewegten elektrischen Teilchens im Magnetfelde 148.
— eines Stromes in einem Magnetfelde 139, 142, 143.
— ponderomotorischer 142.
Bewegungsrichtung bezeichnet durch blaue Farbe 141.
— bezeichnet durch Daumenrichtung 141.
Bezeichnung der Magnetpole 13.
Biegsamer Leiter im Felde eines Stabmagneten 146.
Bifilarwickelung der Widerstandsrollen 258.
Biot 120.
Biot-Savart'sches Grundgesetz 120, 123, 125, 127.
Bipolares Magnetfeld 18, 31, 61.
— — Diagramm desselben 89.
— — Kraftfeld desselben 80.
— — Zeichnen einer einzelnen Kraftlinie desselben 78.
Birkeland 213.
Blätteranker bei Dynamomaschinen 354.
Blätterkerne 244.
Blaupausen von Kraftlinienbildern 9.
Blei, sein Diamagnetismus 215.
Boas, H. 306.
Bogenlampe, sprechende 287.
Du Bois, H. E. J. G. 143, 206, 211, 320.
—'s Ring-Elektromagnet 211.
—'s Halbring-Elektromagnet 211.
Boltzmann, L. 61, 178, 314.
Boothia felix 26.
Braun, F. 385.
Brett 383.
Brush 384.

β-Strahlen 154, 155, 156.
Bügel, schwimmender 172.
Bussole 25.

Caldwell 307.
Calorie 260.
Census räumlicher Gebilde 185.
Centimeter-Gramm-Sekunden-System (C.G.S.-System) 44, 45.
Centrifugalkraft 150.
Charakteristik, magnetische 325.
Chlor-Bromsilber-Diapositivplatte zur Fixierung von Kraftlinienbildern 9.
Chrom, sein Paramagnetismus 214.
Chronoskope, elektrische 213.
Constantan 258.
Corpusculare Strahlungen 149.
Corpuscular theorie von Thomson 159.
Coulomb 50.
— 's Drehwage 50, 52.
— 'sches Gesetz 50, 51, 52, 55, 60.
Curie 154.
Cuvette zur Demonstration von Strömungslinien 34. 38.
Cykelmodell des Stromes 179.
Cyklische Bewegungen 180.
— — Definition derselben 180.
Cyklische Magnetisierungsprozesse 326, 327, 336.

Dämpfung
— aperiodische 245.
— durch Luft 245.
— durch Induktion 245.
— durch Kupfergehäuse 245.
— von Drehspulengalvanometern 245, 275.
— von Elektrometern durch Induktion 245.
— von Galvanometern 245.
— von Galvanometerschwingungen 276.
Dämpfungserscheinungen 243.
Dämpfungsrahmen bei Spulengalvanometern 245.
Dämpfungsverhältnis 246.
Danneel, H. 228.
Darstellung der Feldstärke durch die Kraftlinienzahl 59.
Dauermagnete 15, 19.
Daumenregel 112, 113, 142.
— für die Induktion 232, 233.
Daumenrichtung zur Bezeichnung der Bewegungsrichtung 141.
Decrement, logarithmisches 246.
Deformation der Kraftachse 170.
Deformationen beim Magnetisieren 199.
Dekaampère 131.
Deklination, magnetische 24, 25.
Deklinationsnadel 24, 25.
Demonstrationsapparat der Quellen und Senken 33.
Deprez 206.
Deprez-Unterbrecher 305.
Diagramm der L.H.R. 142.
— des gestörten homogenen Feldes 97.
— des konaxialen Kraftliniensystems mit Pol 133, 134.
— des einphasigen Wechselstroms 365.
— entgegengesetzt gerichteter Parallelströme 168.
— gleichgerichteter Parallelströme 168.
Diagramme, magnetische 77.
Diamagnetikum 215.
Diamagnetismus 213.
— des Bleis 215.
— der Flammengase 216.
— des Kupfers 215.
— des Wassers 216.
— des Wismuts 214, 215.
— des Zinks 215.
Diaphragmenunterbrecher 307.
Diapositivplatten für Kraftlinienbilder 9.
Dicykel 314.
Dicykelmodell 313, 314, 315, 316, 317.
Dicyklische Verknüpfung 313.
Dielektrikum 52.
Dielektrizitätskonstante 52, 53.
— Dimension derselben 53.
Dimension der Polstärke 53.
— einer Größe 45.
Direkter Strom 172, 269.
— — Induktion desselben bei Abnahme der Kraftlinienzahl 273.
Direktionskraft D 71.
— der Fadentorsion 73.
— Dimension derselben 71.
— eines in einem Magnetfelde drehbaren Magnetstabes 71.
Disjunktoren 292, 298.
Divergenz der Kraftlinien 187.
von Dolivo-Dobrowolsky 387.
Doppel-E-Transformator 301.
Doppelsymmetrie 140, 141, 231.
Doppel-T-Anker, Siemens'scher 360, 361.
Dorn, E. 116, 159.
Dosentelephon 285.
Drahtlose Telephonie 287.
Drahtspule, bewegliche an Goldbändern 190.
Drehbarer Magnetstab im homogenen Felde 65.

Drehbewegungen, Achse derselben 177.
— als Vektor 177, 178.
— Symmetrieeigenschaften derselben 182.
Drehfeld 386.
— dreiphasiges 387.
— magnetisches 384, 386.
— Pulsieren desselben 387.
— zweiphasiges 386, 387.
Drehfeldmodell 247, 385, 386.
Drehmoment 66.
— eines Magnetstabes, auf einen anderen ausgeübt 67.
— eines Magnetstabes im homogenen Felde 66.
Drehspulengalvanometer 204, 206, 207.
— Dämpfung derselben 245.
— Modell derselben 206.
Drehströme 369.
Drehstrommotoren 247.
— mit Kurzschlußanker 387.
Drehung der Polarisationsebene bei der Reflexion 212.
— der Polarisationsebene des Lichtes 213.
— elektromagnetische der Polarisationsebene 201.
Drehwage 39, 50, 52.
— von Coulomb 50, 52.
— an Quarzfäden 56.
Drehwagenanordnung, einfache 4.
Dreiecksschaltung 371.
Dreifingerregel Fleming's 141, 232.
Dreileiter-Anordnungen, Diagramm derselben 168.
Dreiphasenströme, verkettete, Diagramm derselben 169.
Dreiphasenstromsystem 370.
Dreiphasentransformator 302.
Drillung der Kathodenstrahlen 213.
Druckspannungen quer zu den Magnetkraftlinien 28, 30, 31, 32, 34, 36, 83, 94, 95.
Dynamische Feldvergleichung 74.
Dynamische Modelle verschiedener Magnetformen 183.
Dynamomaschine 40, 254, 377, 380.
— Berechnung der Ampèrewindungen 342.
— Definition derselben 350.
— Einteilung derselben 350, 351, 352.
— Hauptbestandteile derselben 352.
— Hauptgleichung derselben 380.
— H-Type 381, 382.
— mehrpolige 377, 380, 381.
— Modell derselben 357.
— Nutzeffekt derselben 389.
— Schaltung ihrer Ankersegmente 380.
Dynamomaschine, vierpolige 377, 378, 379.
— zweipolige 377.
Dynamoprinzip 252.
Dyne 46.

Ebert, H. 217, 304.
Edelmann, M. Th. 5, 113, 116, 204.
— 's Drehspulengalvanometer 207, Dämpfschlüssel dazu 245.
— Projektionsanordnung 5.
Effekt des Stromes 259.
Effektgröße, elektrische 251.
Eichung eines ballistischen Galvanometers auf Kraftlinien 276, 277.
— mittels Erdinduktors 278.
Eigenmagnetismus, Entfernen desselben 11, 321.
— Erkennung desselben 39.
Einachsige Magnetkraftfelder 104.
Einfacher Strom 104.
Einfach zusammenhängende Räume 185.
Einheit aller Naturkräfte 251.
— der Länge 45.
— der Masse 45.
— der Zeit 45.
Einheiten, abgeleitete 45.
— praktische 248.
Einheitspol 54, 55, 56.
Einheitssolenoid 85, 86, 90, 92, 103, 131.
Einphasiger Wechselstrom 367.
— — mittels Ringarmatur erzeugt 364, 365, 366.
— — — — Diagramm desselben 365.
Einthoven-Galvanometer 208.
Einwirkung verschiedener Teile desselben Stromträgers aufeinander 171.
Eisen, sein Paramagnetismus 214.
Eisenerfüllte Spulen, Induktion in ihnen 278.
Eisenerz, natürlicher Magnetismus desselben 3.
Eisengeschlossener Ringtransformator 229.
Eisenpanzer 40.
Eisenring, gleichmäßig bewickelter 210.
Eisensalzlösung, Paramagnetismus derselben 216.
Elastische Erscheinungen, Analogie mit den magnetischen 332, 333.
Elektrische Ausgleichserscheinungen 235.
— Chronoskope 213.
— Effektgröße 251.

Elektrische Energiefaktoren, energetische Bedeutung derselben 262.
— Kraft, Linienintegral derselben 282.
— Kraft pro Längeneinheit 235.
— Ladung 51, 52.
— Leistung, ihr Wärmeäquivalent 260.
— Spannung 235.
— Uhren 213.
— Wellen 224.
Elektrischer Strom 101, seine Leistung 259, seine Wärmewirkung 261.
— Widerstand, gemessen durch Ohm 255.
Elektrisches Elementarquantum 102.
— Läutewerk 213.
— Teilchen, Bahn desselben im Magnetfelde 148, 149.
Elektrizitätsmenge q 51, 129, Dimension derselben 54, Erhaltung derselben 266.
— bei der Induktion in Bewegung gesetzt 260, 261, 274, 277.
— bewegte, bei Schließung und Öffnung 292.
Elektrizitätsteilchen, Wanderung derselben bei der Induktion 294, 295.
Elektrodynamik 102, 160.
Elektrodynamische Abstoßungen und Anziehungen 160, 161, 162.
— Kraftlinienbilder 161, 162.
— Wirkung zweier Spulen 191.
Elektrodynamischer Trägheitswiderstand 156.
Elektrodynamometer 165, 191, 208, 209.
— mit Bifilaraufhängung 209.
— mit Torsionsfeder 209.
Elektrogenerator 241.
Elektroinduktion 288, 289, 290, 293.
— in gestreckten Leiterbahnen 292, 293.
Elektrolyse 102.
—, Faraday's Gesetze derselben 158.
Elektrolytische Stromunterbrecher 306.
Elektromagnete 103, 209.
—, ihre Polarität 211.
— in der Schwachstromtechnik 212.
— in Halbringform 211.
— in Hufeisenform 210.
— in Ringform 211.
— in Stabform 210.
—, Remanenz in den Kernen derselben 211.
—, Starkstromleistungen derselben 212.
Elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene 201, Gegensatz zur natürlichen Drehung 202.
— Hauptgleichung 138.
Elektromagnetische Kräfte, Arbeit derselben 135.
— Rotationserscheinungen 114, 144.
— — unipolare 115.
— Wechselwirkung 102.
— Wirkung des Elektrons 130.
Elektromagnetisches Grundgesetz 120.
— Maß der Stromstärke 128.
— Maßsystem 44, 54, 56.
— Potential 136, 138.
Elektrometer mit Induktionsdämpfung 245.
Elektromotoren 40, 241, 351.
—, elektromotorische Gegenkraft bei denselben 373.
—, Feldmagnete derselben 212.
— mit Ringarmatur 373.
Elektromotorische Kraft: E.M.K. 234.
— — gemessen durch die pro Zeiteinheit geschnittene Kraftlinienzahl 251.
Elektronen 102, 129, 130, 156, 157, 158, 159, 177, 178, 179, 217.
— elektromagnetische Wirkung derselben 130.
— spezifische Ladung derselben 220.
— schwingende, Periodendauer derselben 218.
— ihre elektrodynamische (scheinbare) Masse 334.
— ihre elektromagnetische Feldenergie 333.
Elektronenbahnen im Magnetfelde 149.
Elektrooptik 159.
Elektrooptische Erscheinungen 220.
Elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen 152.
Elektrostatisches Maßsystem 53.
Elektrotonisches Moment 267.
Elektrotonischer Zustand 266.
Elementarladungen 130, 156, 158, 159.
Elementarmagnete 41.
Elementarquantum, elektrisches 102.
Elemente, erdmagnetische 24.
E.M.E. = elektromagnetische Einheit 128.
E.M.K. (= elektromotorische Kraft) 234.
—, Dimension derselben 252.
— induzierte, im Ankersegmente 379.
— in der Leiterschleife 273.
— in der Ringwickelung 363, 364.
— in der Trommelarmatur 376, 377.
— im Wickelungselemente 355, 358.
— praktische Einheit derselben: das Volt 254.
— pro Längeneinheit 253.
— Summationsprinzip derselben 266.

Energetische Bedeutung der elektrischen Energiefaktoren 262.
Energie 45, 46.
— kinetische 46.
— potentielle 235.
Energiefaktoren, elektrische 262.
Energieinhalt einer Strombahn 283, 284.
Energieübertragung 389.
Energieverbrauch beim Magnetisieren 329, 330, 331.
Energievergeudung infolge von Hysteresis 334, 335.
— bei Ummagnetisierung 335.
Entgegengesetzt gerichtete Parallelströme, Diagramm derselben 168.
Entladungsröhren 152.
Entluften der Hochspannungstransformatoren 303.
Entmagnetisierung eines Materials 321, 329.
Erdfeld als Vergleichsfeld 68.
— zur Eichung ballistischer Galvanometer 278.
Erdinduktor nach W. Weber 277.
— zur Bestimmung der Inklination 278.
Erdkraftfeld, Modell desselben 75.
Erdmagnetische Elemente 24.
— Kraftlinien, Verlauf derselben 23.
— — Modell derselben 25.
Erdmagnetismus, totale Intensität desselben 58, 75.
Erdquadrant 45.
— als Maß des Induktionskoeffizienten 310.
— als Maß der Selbstinduktion 311.
— pro sek als Widerstandsmaß 256.
Erg 247.
Ergiebigkeit einer Quelle 60, 85.
Erhaltung der Elektrizitätsmenge 266.
— des Kraftflusses 84, 85.
Erkennung von Eigenmagnetismus 39.
Erman 27.
Erregerstrom 383.
Erste Hauptlage 37, 67.
Erwärmung bewegter Leiter im Magnetfelde 244.
— durch den Strom 260.
Erweichen der Unterlage zum Fixieren der Kraftlinienbilder 8.
Erzeugung gleichgerichteter und kontinuierlicher Stromimpulse 236, 237.
Euler, Leonh. 178.
Ewing, J. A. 43, 320, 336, 347, 348.
—'s molekulare Theorie des Magnetismus 347, 348.
Exploring needles 23.
Extraströme 304, 306.

Fadentorsion 73.
— Direktionskraft derselben 73.
Fähnchen, magnetisches 23.
Fallbeschleunigung 47.
Faraday, M. 6, 23, 28, 30, 31, 33, 42, 82, 102, 108, 157, 201, 216, 218, 227, 228, 231, 237, 238, 246, 247, 250, 266, 267, 274, 275, 276, 280, 293.
— 's Experimental-Untersuchungen 227.
— 's Gesetze der Elektrolyse 157.
— 's Induktionsscheibe 241, 251.
— 's Rotationsapparat 144.
— 'sche Scheibe 237, 238.
Federampèremeter 203.
Federelektrodynamometer 209.
Feilichtketten 4.
Feld, das magnetische 10.
— unipolares 18, 77.
— — Kraftflußdiagramm desselben 86.
— bipolares 18, 31.
— paralleler Stäbe 34.
— räumlicher Zusammenhang desselben 185, 186, 187.
Feldenergie des Elektrons 333.
— elektromagnetische, Maß derselben 313.
— magnetische pro Volumeneinheit 332.
Felder, gekreuzte 174.
Feldintensität im Stromfelde 121, 122.
Feldkraft in der Achsenrichtung eines Stabmagneten 61.
— in der Äquatorialrichtung desselben 61.
— im Inneren eines stromdurchflossenen Leiters 125.
— Vektorcharakter derselben 58.
Feldmagnete der Elektromotoren und Dynamomaschinen 212, 353.
Feldmechanismus, Trägheit desselben 312.
Feldstärke $\mathfrak{H}$ 56, 82, 91.
— dargestellt durch Kraftlinienzahl 59.
—, Dimension derselben 56.
— im Inneren einer Achsenschleife 175, 176.
— Vektorcharakter derselben 57.
Feldstärkeanzeiger 57.
Feldstärkebestimmung nach dem Diagramm 88.
Feldvergleichung, dynamische 74.
— statische 67, 68.
Feldzustände, ihre Kontinuität 83.

Fernkräfte 30.
Fernwirkungstheorie 31.
Ferraris 384.
Ferroferrioxyd 1, 7.
Ferromagnetische Metalle 52, 309.
Ferrum pulveratum 7.
Fischer, K. 259, 288.
— 's Kraftlinienzähler 288.
Fischer-Hinnen, J. 352.
Fixieren der Kraftlinienbilder 8.
Fizeau'scher Kondensator 306.
Flächenströme, Kraftlinienbilder derselben 108.
Flachring, Schuckert'scher 354.
Flachringmaschine 382.
Fleischmann, L. 117.
Fleming 141.
— 'sche Dreifingerregel 141, 232.
Fluß 337.
Flüssige Luft, Paramagnetismus derselben 217.
Folgheraiter 39.
Foucault 244.
— 'scher Unterbrecher 305.
— -Ströme 243, 244; bei Induktorien und Transformatoren 299; in Armaturen 354.
Franklin 159.
Frequenz eines einphasigen Wechselstromes 368.
Friktionsteilchen Maxwell's 179, 220, 221, 222, 293, 294, 295.
Funkentelegraphie 304.

Galvani 274.
Galvanischer Strom 101, 102, 103; sein Bewegungsantrieb im Magnetfelde 139.
— — als System magnetischer Kraftlinien 104.
Galvanometer 204.
— ballistisches 206, 246; Eichung desselben auf Kraftlinien 276, 277.
— zur Messung von Elektrizitätsmengen 274, 275, 277.
Galvanometer, Magnetformen derselben 20.
— mit Doppelspulenpaar 206.
— mit festen Spulen und drehbarem Magnetsysteme 205.
— mit Quarzfaden 205.
— nach Einthoven 208.
— nach G. Wiedemann 205.
Galvanometerdämpfungen 244.
Galvanoskope 175.
Gase, Diamagnetismus derselben 216.
Gauss 44, 73.
— 'scher Kunstgriff 73.
— 'sche absolute Methode 75.
Gauss als praktische Einheit der Feldstärke 57.
Gegensätzlichkeit von R. H. R. und L. H. R. 241, 242, 243, 247.
Gegenzeigerstrom 172, 269; = Nordpolarität 172.
Geissler'sche Röhre 151, 299, 304.
Gekreuzte Kraftfelder 67, 68, 174.
Gekreuzte Ströme, elektrodynamische Wirkung derselben 163.
Gemischte Ankerwickelung 381.
Generator elektrischer Energie 350, 351, 389.
Gesamtwiderstand, magnetischer 341.
Geschlossene Ankerwickelungen 355, 356, 361, 372.
— Magnetisierungsprozesse 326, 327, 336.
Geschwindigkeit als Vektor 58.
— Definition derselben 46.
Gesetz der Schwingungen eines Magnetstabes in einem Magnetfelde 71.
— von Biot und Savart 120, 123, 125, 127.
— von Laplace 126, 127.
Gewicht 45.
Gilbert, William 10, 16.
Gleichförmige Magnetisierung 17.
Gleichgerichtete Parallelströme, Diagramm derselben 168.
Gleichheit von aktio und reaktio 120.
Gleichmäßig bewickelter Eisenring 210.
Gleichnamige Pole 13, 29, 32.
Gleichstrom 237.
— -Wechselstrom-Umformer 375.
Gleichstromdynamo 350, 352, 371, 374.
Gleichung der Kraftlinie 79.
Gleitanordnung 140.
— zur Bestimmung der Stromleistung 249.
Gleitbahnen 140.
Gleitstück 172; im Magnetfelde 139.
Glockenmagnet 20.
Goldband als biegsamer Leiter 146.
Goldstein 153.
Gramme 361.
— 'scher Ring 40, 361.
Graphische Darstellung der Feldzustände 83.
— des konzentrischen Kraftliniensystems 131.
Gravitation 56.
Grimsehl, E. 47.
Großdyne 47.
Großerg 248.

Grundeinheiten 44.
Grundgesetz, elektromagnetisches 120.
γ-Strahlen 155.
Gußeisenbohrspäne für Kraftlinienbilder 7.

Haga, H. 122.
Hagenbach, E. 116.
Halbring-Elektromagnet 211, 343.
Hammerunterbrechung 305.
Handmagnet 27, 28, 37.
Hängestab 47, 48.
Harmonischer Wechselstrom 367, 369; Erzeugung desselben im homogenen Felde 367.
— — Gleichung desselben 367, 368.
Hartmann u. Braun 259.
Hartwig 8.
Hauptgleichung der Dynamomaschine 380.
— der Induktionswirkungen 283.
— des magnetischen Kreises 338, 340, 341, 342.
— elektromagnetische 138.
Hauptlagen 36, 67.
Hauptschlußmaschine 381, 382, 383.
Hauptspule 290.
Hefner-Alteneck, von 373.
Heinke, C. 55, 223, 320.
Hele-Shaw, H. S. 34, 38.
Helmholtz, H. von 102, 146, 157, 158, 180. 251, 313.
Henry als Maß der Selbstinduktion 311.
Herger, J. E. 27.
Hertz, H. 138, 180, 217, 223, 224, 283, 295.
Hilfsvorstellungen 223.
Hittorf, W. 151.
Hochfrequenzstrom 304.
Hochspannungsspirale 298.
Hochspannungstransformatoren 303.
Hochstrom 298.
Höchstwert der Wechselstromspannung 368.
Hohlspiegelgitter nach Rowland 219.
Holborn, L. 320, 352.
Homogene Felder 59.
— —, Diagramm derselben 95.
— — im Inneren von Stromspulen 189; von Stromspiralen 196.
Hopkinson, J. E. 338, 341, 344.
Horizontalintensität 58.
Horizontalkomponente 24.
Horizontal-Projektionslampe 5, 13.
H-Type der Dynamomaschine 381, 382.
Hubarbeit 28.
Hufeisenmagnet 18, 19.
Hughes 285, 312.
— ' Typendrucktelegraph 213.
Humboldt, A. von 26.
Hummel 202.
Hydrostatische Wage 47.
Hysteresis, magnetische (Hysterese) 327, 328.
Hysteresisverluste, Berechnung derselben 335; in Wärmemaß 335; in Watt 335, 336.

Indifferenzpunkte 30, 32, 35, 36.
Indifferenzzone 15, 16, 35, 36, 40; beim Dynamoanker 357.
Induktanz 311; Vergleichung derselben 312.
Induktion, axiale 238.
— beim Schneiden von Magnetkraftlinien 229, 231; von erdmagnetischen Kraftlinien 231.
— durch Vermehrung und Verminderung der Kraftlinienzahl 288.
— elektrische als Wirkung wechselnder magnetischer Induktion 280.
— elektrodynamische und elektrostatische 293.
— E. M. K. derselben 252; in eisenerfüllten Spulen 278; in eisengeschlossenen Toroiden 287.
— in Spulen 275.
— magnetische 39, 60; als Vektor 61; bei schwachen Kräften 322; Dimension derselben 61.
— unipolare 116, 238, 239, 240.
— wechselnde magnetische als Ursache elektrischer Induktion 280.
Induktionsdämpfung 245.
Induktionsfluß 85, 86, 131.
— Einheit desselben: 1 Maxwell 86.
— Erhaltung desselben 340.
Induktionsfreie Wickelungen 312.
Induktionsgesetz, allgemeinstes 273.
Induktionskoeffizient konaxialer Spiralen 310.
Induktionskoeffizienten, Vergleichung derselben 310.
Induktionslinien 86.
Induktionsmaschinen 227.
Induktionsröhren 85, 86.
Induktionsstrom 231, 235.
— mechanisches Äquivalent desselben 247.
Induktionsvorgang, mechanische Interpretation desselben 293, 294, 295.
Induktionswage 266, 312.

Induktionswirkungen, Hauptgleichung derselben 283.
— Multiplikation derselben 236.
— ihre Summation 271.
Induktorien 302, 303, 304.
Induzierende Spule 290.
Induzierte Spule 290.
Influenz, Magnetisierung durch 37, 39.
Influenzmagnetismus eiserner Gegenstände 39.
Inklination, Bestimmung derselben mittels Erdinduktors 278.
— magnetische 24.
Inklinationsnadel 26.
Inklinationswinkel 24, 25.
Inneres Produkt 135.
Instrumentarium für Projektion 5, 113.
Intensität der elektrodynamischen Wechselwirkungen 165.
— der Magnetisierung 64.
Intensitätsfaktoren 263.
Interferrikum 210, 343.
Inverser Strom (Gegenzeigerstrom) 172, 269; Induktion desselben bei Zunahme der Kraftlinienzahl 273.
Ionen 153.
Ionenladung, spezifische 153.

Jaumann, G. 23.
Joule 248, 251, 260.
— 'sches Gesetz 260.
— 'sche Wärme 222, 295.
Joule = 10^7 Erg 248.
Jungfräuliche Kurve der Magnetisierung 325.

Kahle, K. 352.
Kalischer, S. 227.
Kanalstrahlen 153, 154.
Kapazitätsfaktoren 263.
Kapp, G. 341, 342, 352.
Kathodenstrahlen 102, 151.
— Ablenkung derselben durch den Magneten 151.
— Drillung derselben 213.
Kaufmann 157.
Keck 8.
Kegelstutzpole 211.
Kerr'sches Phänomen 211.
Kettengliedförmige Verschlingung 189.
Kilojoule 259.
Kilowatt 259.
Kilowattstunde 259.
Kinetische Energie 46.
Kirchhoff 274.
Klemmenspannung 235.
— Messung derselben 258.
Klingelfuss, F. R. 303.
Kobalt, sein Paramagnetismus 214; sein natürl. Magnetismus 3.
Koeffizient der Selbstinduktion 310, 311.
— der wechselseitigen Induktion 308, 309; seine Dimension 309; praktische Einheit desselben 310.
Koerzitivkraft 323, 324, 348.
Kohleausschalter 312.
Kohlebürsten 379.
Kohlrausch, Fr. 203, 306.
Kollektoren, zweiteilige 356; mehrteilige 371.
Kollektorbürsten 372, 373.
Kollektorsegment 371, 374.
Kombination der Schwingungs- und Ablenkungsmethode 75.
— von Diagrammen zweier konzentrischer Kraftlinienfelder 165, 166, 167.
— von mehr als zwei Feldern 97.
— zweier Kraftflußdiagramme 91.
Kommutator 110, 359; zweiteiliger 359, 361.
Kommutatorsegmente 359, 361.
Kompaß 25, 66.
Kompoundmaschine 383, 384.
Konaxiales Kraftliniensystem mit Pol, Diagramm desselben 133, 134.
König, W. 50, 116, 117.
Konservierung der Kraft eines Magneten 14, 19.
Konsum einer Senke 60, 85.
Kontaktbürsten 359.
Kontinuierliche Rotation eines Stromträgers 164.
Kontinuität der Feldzustände 83.
Konvergenz der Kraftlinien 187.
Konzentration des Kraftlinienverlaufes 11.
Konzentrisches Kraftliniensystem, graphische Darstellung desselben 131.
Koordinatensystem, räumliches 141.
Koppel (couple) 65.
Korkzieherregel für die Induktion 270.
— Maxwell'sche 142.
Körnermikrophon 286.
Korona 25.
Kraft, Dimension derselben 46.
— elektromotorische (E. M. K.) 234.
— magnetomotorische 338.
Kraftachse, Begriff derselben 108.
Kräftepaar 65.
Kraftfaden 83.
Kraftfelder 10; Abbildung derselben 77; Ausmessen derselben mittels Drahtspule 275.

Kraftfeld eines natürlichen Magneten 10, 11, 19.
— rotierendes 384.
— Parameter des zweipoligen 79.
— stromdurchflossener Röhren 117.
Kraftfluß 33, 42, 82, 83, 84, 87, 131, 132, 133, 144.
— Erhaltung desselben 84, 85.
Kraftflußdiagramme als Mittel zur Bestimmung der Feldstärke 88.
— des bipolaren Magnetfeldes 89.
— des unipolaren Feldes 86.
— elektrodynamische 165—169.
— homogener Felder 95.
— Kombination zweier 91.
— ungleich starker Magnetpole 93.
— zweier gleichnamiger gleich starker Magnetpole 93.
— zweier gleichnamiger Pole 95.
— zweier ungleichnamiger Pole 93.
Kraftflußeinheit 90.
Kraftflußkanäle 132, 167.
Kräftemaß, Definition desselben 46.
Kraftlinien 5, 6.
— als Schnittfiguren durch das Feld 10.
— erdmagnetische, Verlauf derselben 23, 25.
Kraftlinienbilder 7, Fixieren derselben 8:
— auf photographischem Wege 9.
— des räumlichen Verlaufes 19.
— durch Abdrücken auf Klebepapier 8.
— durch Erweichen der Unterlage 8.
— durch Schellackspray 8.
— mittels Lichtpausverfahrens 9.
Kraftlinienbündel 183.
— einer Achsenschleife 170, 171.
— im bipolaren Felde 80.
Kraftlinien-Dichte im magnetischen Kreise 342.
— -Fluß 33, 42.
—, Gleichung derselben 79.
— -Quelle 33, 34, 37, 42.
— -Querdruck 28, 30, 31, 32, 142.
— -Richtung gleich Zeigefingerrichtung 23.
— -Richtungssinn derselben 20, 22, 23, 32, 58.
— -Richtungszeiger 22, 23.
— -Schluß 13.
— Schneiden derselben 233.
— -Sinkstelle 33, 37, 39, 42.
— -Streuung 194; eines Magnetstabes 276.
— -Verlauf bei der Ringarmatur 362; Konzentration desselben 11.
— Zeichnen ihres Verlaufes 26.
—, Zug längs derselben 28, 31, 32.
Kraftlinienzahl, Abnahme derselben: direkter Induktionsstrom 269, 273.
— Änderungsgeschwindigkeit derselben 273.
— Bestimmung durch das ballistische Galvanometer 261.
— die Feldstärke darstellend 59.
— die pro Zeiteinheit geschnittene als Maß der elektromotorischen Kraft 251.
— Zunahme derselben: inverser Induktionsstrom 269, 273.
Kraftlinienzähler nach Fischer 259, 288.
Kraftröhren 82, 83, 84.
Kraftröhrenmodelle 181.
Kraftröhrenquerschnitt als Maß der Feldintensität 84.
Kreis, magnetischer 319, 320, 338, 340, 341, 342; unvollkommener 339; vollkommener 336.
Kreisbüschel 168.
Kreisprozeß eines Modells von Molekularmagneten 349.
Kreisströme 102, 170, 174; magnetische Achse derselben 177.
Kreisvorstellungen des Magnetismus 3, 320.
Künstliche Magnete 14.
Kupfer, sein Diamagnetismus 215.
Kupfergehäuse zur Dämpfung 245.
Kupferscheibe, rotierende, ihr Rotationsmagnetismus 246.
Kurbelrheostat 258.
Kurven, magnetische 27.
Kurvendarstellung von Magnetisierungsprozessen 326.
Kurzschluß 103, magnetischer 14.
Kurzschlußanker beim Drehstrommotor 247, 387.

Ladung, elektrische 51, 52; spezifische 152.
Lamelle, magnetische 18, 170, 173; dynamisches Modell derselben 183.
Lampenwiderstand 103.
Längeneinheit 45.
Laplace 126, 127, 130, 148.
—'sches Gesetz 126, 127; für das Elektron 130.
Laterna magica zur Projektion von Kraftlinienbildern 5.
Läutewerke, elektrische 212.
Lecher, E. 116, 268.
Legales Ohm 258.
Leistung des elektrischen Stromes 259.

Leiterschleife, die in ihr induzierte E.M.K. 273; magnetisches Moment derselben 281, 284.
Leiterstücke, wirksame der Armaturen 354, 362.
Leitfähigkeit 235, 256; magnetische 11, 337; spezifische 257.
Leitungsströme 138.
Leitungswiderstand 235, 256; spezifischer 256.
Lemniskaten 166.
Lenz'sche Regel 241.
Leuchtschirm 153.
Lichtemission des Natriums 217.
Lichterregung durch schwingende Valenzladungen 217.
Lichtgeschwindigkeit 53, 54.
Lichtpausverfahren zur Fixierung von Kraftlinienbildern 9.
Lichttelephonie 287.
Liegestab 47, 48.
Limatura ferri alcoholisata 7, 8.
Lindeck, St. 320.
Linienintegral der elektrischen Kraft 282; der magnetischen Kraft 137, 138, 338; bei der Stromschleife 175; bei der Stromspule 191; bei ringförmiger Stromspirale 198; längs einer Kurve 137.
Linientripel bei Zeemanphänomen 219.
Linke-Hand-Regel (L. H. R.) 141, 142, 147, 150, 151, 232; Diagramm derselben 142; mechanische Interpretation derselben 142.
L. H. R. und R. H. R., ihre Gegensätzlichkeit 241, 242, 243, 247.
Listing 185.
Lochanker 375.
Lockerkontakte 285, 286.
Lockerung der Molekularmagnete beim Erhitzen 43.
Löffeltelephon 285.
Logarithmisches Dekrement 246.
Lommel, E. von 108.
Lorentz, H. A. 138, 178, 283.
— 'sche Theorie 218.
Loschmidt'sche Zahl 158.
Lüdtge, R. 285.
Luftdämpfung 245.

M. A. = Milliampère 204.
Magazine, magnetische 18.
Magnet, Begriff desselben 4; als elektrischer Kreisstrom 177.
— armierter, natürlicher 12.
— dynamisches Modell des inneren Kraftröhrenverlaufes 184.
Magnet, künstlicher 14.
— natürlicher 3.
— permanenter 15.
— temporärer 15.
— vergänglicher 15.
— zeitweiser 15.
Magnetfeld als Monocykel 180.
— bipolares 61.
— der Achsenschleife 172.
— räumlicher Zusammenhang desselben 185, 186, 187.
Magnetische Achse 13, 17; positive Richtung derselben 42.
Magnetischer Äquator 16, 26.
Magnetisches Ausgleichsgesetz 338.
Magnetische Charakteristik 325.
Magnetische Deklination 24.
Magnetische Diagramme 77.
Magnetisches Drehfeld 384.
Magnetisches Fähnchen 23.
Magnetische Größen, ihre Zurückführung auf absolutes Maß 74.
Magnetische Hysteresis (Hysterese) 327, 328.
Magnetische Induktion 39, 60; Dimension derselben 61.
— als Vektor 61.
Magnetische Inklination 24.
Magnetische Kraft $\mathfrak{H}$ als Vektorgröße 58; Linienintegral derselben 137, 138.
Magnetische Kräfte, Messung derselben 44, 47.
Magnetisches Kraftfeld als Vektorenfeld 57; rotierendes 384.
Magnetischer Kreis 319, 320, 338.
— — Hauptgleichung desselben 338, 340, 341, 342.
— — der Dynamomaschinen 353.
— — unvollkommener 339; vollkommener 336.
Magnetischer Kurzschluß 14.
Magnetische Kurven 27.
Magnetische Lamelle 170, 173.
Magnetische Magazine 18; von großem Momente und geringem Gewichte 64.
Magnetischer Meridian 24.
Magnetische Molekülketten 15.
Magnetisches Moment $\mathfrak{M}$ 63; seine Dimension 63; Komponenten desselben 65.
— — einer Strombahn 281, 284.
— — pro Volumeneinheit 64.
Magnetische Polarisation 41.
Magnetische Polarregionen 9.
Magnetisches Potential 33.
Magnetischer Schatten 40.

Magnetische Schirmwirkung 40, 51; durch Schwingungsbeobachtungen gemessen 74.
Magnetischer Strom 282.
Magnetische Vorgeschichte 328.
Magnetisierung 15, 42, 64, 103; bei stufenweiser Änderung der Stromstärke 322; dabei aufzuwendende Arbeit 329, 330, 331; durch Influenz 37, 39; mittels Stromspirale 199.
— Erläuterung des Vorganges bei derselben 193.
— gleichförmige 17.
Magnetisierungsarbeit pro Volumeneinheit 330, 331.
Magnetisierungscykel 325, 326, 327.
Magnetisierungsintensität $\mathfrak{J}$ 63; ihre Dimension 64.
Magnetisierungskurve eines Eisenringes 322, 323, 325; eines Modells von Molekularmagneten 349.
Magnetisierungsprozesse, cyklische oder geschlossene 326, 327, 336.
Magnetisierungsspiralen 198, 199.
Magnetismus, die molekulare Theorie desselben 170; nach Ewing 347, 348; nach Ampère 177, 178.
— remanenter 211; bei Erregung der Dynamomaschine 384; spezifischer 64.
Magnetkies, natürlicher Magnetismus desselben 3.
Magnetkraftfelder von Achsenschleifen 170; einachsige 104; mehrachsige 160.
Magnetkraftlinien, axialer Charakter derselben 102.
Magnetkranz 279.
Magnetnadel 20, 22, 25; Ablenkung derselben durch den Strom 110; parallel zum Stromträger 111; senkrecht zum Stromträger 112; mit Schreibstift 26.
Magnetoinduktion 288.
Magnetometer, Magnetformen desselben 20, 62.
Magnetometrische Methode 349.
Magnetomotorische Kraft 338.
Magnetpol im Stromfelde 113.
Magnetstab, drehbarer im homogenen Felde 65; Kraftlinienstreuung desselben 276; schwimmender 21.
Magnetstäbe, Trägheitsmoment K derselben 72.
Magnetstein 3.
Magnetsystem, astatisches 174.
Mangan, sein Paramagnetismus 214.
Manganerz, natürl. Magnetismus desselben 3.
Manganin 258.
Maßbeziehungen 44; Maß der Arbeit 247; der elektromagnetischen Feldenergie 313; der elektromotorischen Kraft E. M. K. 251; praktisches der Stromstärke: Ampère 130, 131.
Maßsystem, absolutes (C. G. S.-System) 44, 45, 247; elektromagnetisches 44, 54, 56; elektrostatisches 53; energetisches 45; praktisches 131; technisches 45.
Masse 45; scheinbare des Elektrons 157, 334.
Massenanziehung, allgemeine 56.
Maxwell 30, 33, 56, 82, 83, 86, 102, 121, 138, 144, 178, 185, 202, 223, 228, 234, 267, 283, 288, 294, 296, 312, 314.
—'s Einheitssolenoide 85.
—'sche Friktionsteilchen 220, 221, 222, 234, 293, 294, 295; Korkzieherregel 142; Molekularwirbel 178; Regel 269, 270, 271, 272; Theorie 283.
Maxwell als Einheit des Induktionsflusses F 86.
Mayer, Julius Robert 251, 260.
Mechanisches Äquivalent des Induktionsstromes 247.
Mechanische Interpretation des Induktionsvorganges 293, 294, 295; der L. H. R. 142.
Medium, Einfluß desselben 12, 30.
Megadyne 47.
Megaerg (Megerg) 248.
Mehrachsige Magnetkraftfelder 160.
Mehrdeutigkeit des elektromagnetischen Potentiales 136, 187.
Mehrfach zusammenhängende Räume 185.
Mehrphasige Wechselströme 369.
Mehrpolige Maschinen 377, 380, 381.
Mehrteiliger Kollektor 371.
Meridian, magnetischer 24.
Meridianschnitt durch das erdmagnetische Feld 25.
Merkregeln für die R. H. R. 232.
Meßbereich (eines Ampèremeters) 204.
Messung von Elektrizitätsmengen mittels Galvanometers 246; magnetischer Kräfte 44, 47.
Metalllack zum Fixieren der Kraftlinienbilder 8.
Methode der gekreuzten Kraftfelder 67, 68; magnetometrische 349.
Meyer, St. 39.

Mikrophon 284, 285, 286.
Miller, A. 80.
Milliampèremeter 204.
Minenzündung, Maschine zur 361.
Mittelfinger zur Bezeichnung der Stromrichtung 110.
Modell einer Dynamomaschine 357; der Erde und ihres magnetischen Kraftfeldes 25, 75; des Hufeisenmagneten 19; der Magnetisierungsspirale 193; der Molekularmagnete 42, 349; des Stabmagneten 201; des Stromkraftfeldes 124; der Stromkraftlinien 110; des Vektorenfeldes des Erdfeldes 76.
Molekulare Theorie des Magnetismus 170; nach Ewing 347, 348.
Molekularer Zwang, Theorie desselben 348.
Molekularmagnete 15, 42; ihr gegenseitiger Zwang 347, 348; Lockerung desselben beim Erhitzen 43; Modelle derselben 42, 349.
Molekularwirbel 220, 221, 222, 312.
Molekülketten, magnetische 15.
Moment eines Modells von Molekularmagneten 349; elektrotonisches 267; magnetisches $\mathfrak{M}$ 63; einer Strombahn 281, 284; Komponente desselben 65; spezifisches magnetisches 64.
Monocykel 180, 313.
Morse's Schreibtelegraph 213.
Motor, elektrischer 351.
Müller-Pouillet 86.
Multiplikation der Induktionswirkungen 236.
Multiplikationsprinzip 188, 236, 274.
Multiplikationsverfahren 231, 278.
Multiplikatoren 205.

Nadelsystem, astatisches 36.
Nahewirkungen 31, 142.
Nebenschluß, magnetischer 339.
Nebenschlußmaschine 383.
Nebenspule 290.
Neef'scher Hammer 305.
Negativlack zum Fixieren der Kraftlinienbilder 8.
Neutrale Linie des Dynamofeldes 358.
Newton 46, 56.
—'sches Kräftemaß 46.
Nickel, sein Paramagnetismus 215.
Nickelerz, natürlicher Magnetismus desselben 3.
Nickelsalzlösungen, Paramagnetismus derselben 216.
Nicol'sches Prisma 201.
Niederspannungsspirale 298.
Niederstrom 298.
Niethammer, Fr. 352.
Nordpol, magnetischer der Erde 25, 26.
— (n), Definition desselben 13, 15.
Normalmeter 45.
Nutenanker 375.
Nutzeffekt der Dynamomaschinen 389.
Nutzleitung 371, 372.

Octofilaraufhängung 143.
Öffnungsinduktionsstrom 291, 292.
Öltransformator 303.
Oettingen, A. J. von 228.
Offene Ankerwickelungen 355, 356.
Ohm 235, 255.
—'sches Gesetz 235, 255, 283; Ableitung desselben 295, 296.
Ohm als Maß des elektrischen Widerstandes 255, legales 258.
Ohmbestimmung 256, 257.
Örsted 110, 111, 130, 160.
—'s Grundversuch 110, 111, 173.
Oscillatorische Kondensatorentladungen 304.
Ostwald 50, 263, 264, 265, 266.

Pacinotti 361.
Panzergalvanometer 40.
Paraffinschicht zum Fixieren der Kraftlinienbilder 8.
Paramagnetikum 215.
Paramagnetismus 213, des Chrom 214, des Eisen 214, einer Eisensalzlösung 216, der flüssigen Luft 216, 217, von Glas 216, von Holz 216, des Kobalt 214, des Mangan 214, des Nickel 214, einer Nickelsalzlösung 216, von Papier 216, von Pappe 216, von Sauerstoff 216.
— Nachweis desselben 214.
Parameter des Kraftfeldes 79.
Partialentladungen 304.
Paschen, F. 155, 206.
Pendel von Waltenhofen 243.
Pendelschwingungen 71.
Pergamentpapierrahmen für Kraftlinienbilder 7.
Periode des Wechselstromes 359, 366, 368.
Periodendauer schwingender Elektronen 218.
Periodenzahl des Wechselstromes 368.
Periodizitätsmodul 136.

Peripheriegeschwindigkeit der Armaturen 354, 355.
Permanente Magnete 15.
Permeabilität 11, 12, 37, 51, 52, 53; des weichen Eisens 325, 326; bei kleinen Feldstärken 326; als Funktion der magnetisierenden Kraft 325, 326; als Funktion der magnetischen Induktion 326; des Gußeisens 326.
Pfaundler, L. 86, 261.
Pfeile, blaue: zur Bezeichnung der Bewegungsrichtung 141; rote: zur Bezeichnung der Stromrichtung 110; weiße: zur Bezeichnung der Kraftlinienrichtung 23, 110.
Pferdestärke P.S. (Pferdekraft) 248; ihre Beziehung zur Wattleistung 259.
Phase der Wechselstromspannung 367.
Phasendifferenz 369.
Phasenumformer 300, 388.
Photographische Fixierung der Kraftlinienbilder 9.
Physikalisch-technische Reichsanstalt 258.
Physiologische Wirkung der Elektroinduktion 298, 299; des Wechselstroms 280.
Pixii 359.
Planetenradgetriebe 315.
Planimeter zum Ausmessen der Magnetisierungskurven 331.
Platinunterbrecher 305.
Plücker 213.
Poggendorff 205.
Poincaré, H. 213, 273, 314.
Polare Stellung 215.
Polarisation, magnetische 41, 42.
Polarisationsebene des Lichtes 201; Drehung derselben 213; Drehung derselben bei der Reflexion 212.
Polarität, magnetische 10; des Elektromagneten 211.
Polarlichterscheinungen 26.
Polarregionen, magnetische 10.
Polbuchse 377.
Pole eines armierten Magneten 12; gleichnamige 13, 29, 32; magnetische 9, 10; eines natürlichen Magneten 10; ungleichnamige 13, 29, 32; Zahl ihrer Kraftlinien 60, Bezeichnung derselben durch Farben 13.
Polgehäuse 377.
Polklemme 103, 231.
Polonium 154.
Polpunkt 17, 47.
Polschuhe 12, der Dynamomaschinen 353.
Polstärke *m* 51; Begriff 48, 49; Dimension 53; Einheit 54; Messung 54; Vorzeichen derselben 54.
Polwage 47.
Ponderomotorische Bewegungsantriebe zwischen Strom und Feld 142; Gesetz derselben 147.
— Wechselwirkung zwischen Magneten 27, 28; zwischen Strömen 165.
Positive Richtung der magnetischen Achse 42.
Positiver Richtungssinn der Kraftlinien 22.
Potential 252, -differenz 235, 252, elektrisches 283, elektromagnetisches 136, 138, 283, magnetisches 33.
Potentielle Energie 235.
Praktische Einheit der Arbeit 248; der E.M.K.: Volt 254; des Stromeffektes *L* 259; des Widerstandes 256; der Stromstärke: Ampère 130, 131.
Praktisches Maßsystem 131.
Primäre Spule 290.
Prinzip von aktio und reaktio 4, 102, 148.
— des Geschehens 264.
Prinzipien der Mechanik von Hertz 180.
Probenadeln 23.
Probespule (Exploring coils) 275.
Produkt, inneres 135.
Projektionsanordnung für vertikale und für horizontale Gegenstände 5, 13, 22.

Quantitätsfaktoren 263.
Quecksilber-Widerstandseinheit 257.
Quecksilberunterbrecher 305, 306.
Quellpunkt der Kraftlinien 33, 34, 37, 42, 55, 84.
Quellregion der Achsenschleife 172.
Quincke, G. 216.

Radiärströme, Rotation derselben 145.
Radioaktive Körper 154.
Radiogramme 153.
Radium, 154, 159.
Raumanordnung des elektromagnetischen Feldes 187, 193.
Raumcensus 185, der Magnetfelder 187.
Räumliches Koordinatensystem 141.
Räumlicher Verlauf der Kraftlinien 19.
Receptor elektrischer Energie 389.

Rechte-Hand-Regel (R.H.R.) 231, 232.
Reduktionsfaktor einer Tangentenbussole mit mehrfacher Windung 190.
Regel der magnetischen Anziehung und Abstoßung 32.
Reis, Ph. 285, 287.
—'sches Telephon 287.
Relais 213.
Rellstab, L. 286.
Remanenter Magnetismus 211; dazu aufzuwendende Arbeit 332; zum Angehenlassen der Dynamomaschine 384.
Remanenz 15, 41; Definition derselben 323; in den Kernen der Elektromagnete 211; Maß derselben 323, 324; nach der Molekulartheorie 348; von Schmiedeeisen 324.
Reziprozität zwischen Induktion und elektromagnetischen Erscheinungen 242.
Rheostate 258.
Rheotan 258.
R.H.R. und L.H.R., ihre Gegensätzlichkeit 241, 242, 243, 247.
Richarz, F. 217.
Richten der Molekularmagnete 15.
Richtung der Kraftlinien 58.
Richtungssinn der konzentrischen Kraftlinienringe eines Stromes 108; der Kraftlinien 20, 22, 32.
Riemenkuppelungen als Cykel 180.
Ring-Anker (-Armatur) 354; Entnahme von Gleichstrom aus derselben 371; mit Schleifringen zur Entnahme von zweiphasigem Wechselstrom 369.
— -Elektromagnet 211, 343.
Ringförmig in sich geschlossenes Solenoid 193, 194.
Ring, Gramme'scher 40.
— -Magnet 20.
— -Transformator 301.
— -Wickelung 361.
De la Rive 172.
Roget 78, 193.
Romagnosi 111.
Röntgen, W. C. 153.
Ross, John 26.
Rotationsapparat nach Faraday 144, nach Fleischmann-König 117, 118, unipolarer 241.
Rotationserscheinungen, elektromagnetische 114, 144, unipolare 240.
Rotationsinduktion 238.
Rotationsmagnetismus 246.
Rotation von Radiärströmen 145.
Rote Pfeile zur Bezeichnung der Stromrichtung 110.
Rotierender Drahtbügel 144.
Rotierendes magnetisches Kraftfeld 384.
Rowland 276.
—'sche Hohlspiegelgitter 219.
Rubens 206.
Ruhmer 307.
Ruhmkorff'scher Funkeninduktor 302.
Rutherford, E. 159.

Saiten Galvanometer 208.
— -Unterbrecher 306.
Satellitengetriebe 315.
Sättigung, magnetische 323; nach der Molekulartheorie 348.
Satz von der Erhaltung der Elektrizitätsmenge 266.
Sauerstoff, Paramagnetismus desselben 216.
Savart 120.
Schaltung der Ankersegmente einer Dynamomaschine 380; bei gemischter Bewickelung 383.
Schatten, magnetischer 40.
Schattenrißprojektion 5.
Scheibe, Faraday'sche 237, 238.
Scheidekraft, elektromotorische 234.
Scheinbare Masse des Elektrons 157, 334.
Schellackspray zum Fixieren der Kraftlinienbilder 8.
Schirmwirkung, magnetische 40, 51.
Schleifringe der Wechselstrommaschine 356, 364, 365.
Schließungsinduktionsstrom 291.
Schlittenapparat 298.
Schlußjoch Hopkinson's 343, 344; Theorie desselben 345, 346.
Schmidt, G. C. 154.
Schneiden der Kraftlinien 233.
Schnittfläche im Eisenwege, ihr magnetischer Widerstand 343.
Schütte, Agathe 228.
Schwach magnetische Körper 4.
Schweigger 205.
Schwellung des Induktionsvektors 282.
Schwerkraft 46.
Schwimmender Bügel 172.
— Magnetstab 21.
Schwimmkompaß 66.
Schwingende Elektronen, Periodendauer derselben 218.
Schwingungen eines Magnetstabes in einem Magnetfelde 71.
Schwingungen der Valenzladungen als Erreger des emittierten Lichtes 218.

Schwingungsdauer des physischen Pendels 71.
Schwingungsmethode 74.
Schwingungsvariometer 74.
Schwingungs- und Ablenkungsmethode, Kombination derselben 75.
Seilkuppelungen als Cykel 180.
Sekundäre Spule 290.
Sekundencalorie 260.
Sekundenerg 248.
Selbsterregung der Dynamomaschine 352, 384.
Selbstinduktion einer Spirale 311.
Selbstinduktionskoeffizient 310, 311; Dimension desselben 311; praktische Einheit desselben: das Henry 311.
Senke (sink) 33; Sinkstellen 33, 37, 42, 55.
Senkrecht gegeneinander gerichtete Ströme 164.
Serienmaschine 381, 382, 383.
Siemens, W. von 257, 283, 352.
—'scher Doppel-T-Anker 360, 361.
Siemenseinheit des Widerstandes 257.
Siemens-Halske 202.
Simon, H. Th. 287, 307.
Sinkregion der Achsenschleife 172.
Sinn der Kraftlinienrichtung 58.
Sinsteden 383.
Sinuslinie 369.
Sinusströme, Gleichung derselben 368.
Skioptikon zur Projektion von Kraftlinienbildern 5.
Solenoidale Zerlegung des Feldes 84, 85.
Solenoide 191, ihre Felder 191, 192; als langgestreckte Magnete 193; ringförmig in sich geschlossene 193.
Spannung, elektrische (Spannungsdifferenz) 235, 252, 263.
Spannungsdiagramm eines Wickelungselementes 358, 359, 360.
Spektra, magnetische, sog. 7.
Spezifische Ladung 152.
— Leitfähigkeit 256, 257.
Spezifischer Magnetismus 64.
Spezifisches magnetisches Moment 64.
Sphondyloide nach Maxwell 83.
Spiegelbild, räumliches des Stromkraftfeldes 181.
Spiegelgalvanometer 205.
Spirale, zuckende 193.
Sprechende Bogenlampe 287.
Spule, eisenerfüllte, Induktion in ihr 278.
— induzierende, primäre oder Hauptspule 290.
Spule, induzierte, sekundäre oder Nebenspule 290.
Spulenfelder 189.
Spulengalvanometer 206, Dämpfung derselben 275.
Stabile Gruppen von Molekularmagneten 43.
Stabmagnet 15, dünner, langer 17; dynamisches Modell desselben 183; Feldkraft in seiner Achsenrichtung 61; in seiner Äquatorialrichtung 61.
Stabmagnetismus 64.
Stabpole 17.
Stahl zur Herstellung von Dauermagneten 14.
Stahlspiegel, magnetisierte 20.
Stahlstab, tönender, Influenzmagnetisierung desselben 39.
Starke, H. 157.
Stärke des Kraftfeldes: $\mathfrak{H}$ 58, 82, 91.
Starkmagnetische Körper 4.
Starkstromleistungen der Elektromagnete 212.
Starkstrommeßinstrumente 202.
Statische Feldvergleichung 67, 68.
Steighöhenmethode zur Ausmessung starker Felder (nach Quincke) 216.
Steinmetz 336.
Stellung, äquatoriale 215, axiale 215, polare 215.
Sternschaltung 371, 387.
Stimmgabelerreger 212.
Stimmgabelunterbrecher 306.
Stoney, G. J. 218.
Stöpselrheostat 258.
Strahlungen, corpusculare 149.
Streuung, magnetische 339.
Strom, direkter 172, 269, inverser 172, 269, magnetischer 282, 337, vagabundierender 40.
Strombahn, Energieinhalt derselben 283, 284; magnetisches Moment derselben 281, 284.
Stromeffekt (-leistung): L, praktische Einheit desselben das Watt 259; ihr Wärmeäquivalent 260.
Stromerzeuger 350.
Stromfeld 106; Magnetpol in demselben 113; Modell desselben 110, 124; räumlicher Zusammenhang desselben 186, 187; Verteilung der Feldintensität in demselben 121, 122.
Stromfeldstärke: der Entfernung umgekehrt proportional 123.
Stromgenerator 350.
Stromkreis, Unterschied zwischen elektrischem und magnetischem 346.

Strommessung in absolutem E.M.-Maße 129.
Stromquelle 103, 231, -richtung 103, -richtungsanzeiger 113, -röhre, Kraftfeld derselben 117, -spiralen 103, 194, 195, 196; Feldkraft im Inneren derselben, bestimmt durch A.W./cm 197; Polarität derselben 199.
Stromspulen 103, 189; Feld im Inneren derselben 189; Polarität derselben 190.
Stromstärke: I 124; Dimension derselben 128, 130; elektromagnetisches Maß derselben 128; gemessen durch Elektrizitätsmenge pro Zeiteinheit 130.
Stromstärkeänderungen als Ursache der Elektroinduktion 293.
Stromträger 105; Torsion desselben im homogenen Felde 213.
Strömungslinien 33.
Stromunterbrecher, automatische 212, elektrolytische 306, mechanische 305.
Stromwage 128, 129.
Struktur eines Kraftfeldes 11, 19.
Strutt 159.
Süd-Nordweisung 13.
Südpol (s), Definition desselben 13, 15; magnetischer der Erde 25, 26.
Summation der Induktionswirkungen 271.
Summationsprinzip der E.M.K. 266, 275.
Suszeptibilität 65.
Synchronmotoren 352, 359.
Symmetrieeigenschaften des Stromkraftfeldes 181, 183, 184, 185.
Szymanski 261.

Tangentenbussole 175, 176, 177; mit mehrfacher Windung 190.
Telegraphie 212.
Telephon 284; einpoliges 285; zweipoliges 285.
Telephonanlagen, Anläuteapparate derselben 353, 361.
Telephonie ohne Draht 287.
Temperatureinfluß auf den Magnetismus 43.
Temporäre Magnete 15.
Terpentinöl zum Fixieren von Kraftlinienbildern 8.
Tesla, N. 303, 304.
Theorie des Elektromagnetismus 138; molekulare des Magnetismus 170; nach Ampère 177, 178; nach Ewing 347; des molekularen Zwanges 348.
Thompson, S. P. 110, 213, 228, 388.
Thomson, J. J. 152, 158, 159.
Thomson, W. (Lord Kelvin) 178, 202, 206.
Thorium 154.
Tigges & Co. 19.
Tongefäße, Magnetismus derselben 39.
Toroid 210; eisengeschlossenes 210; Induktion in demselben 287; geschlitztes 210, 342.
Torsion eines zirkular magnetisierten Drahtes 200; eines Stromträgers im homogenen Felde 213.
Totale Intensität des Erdmagnetismus 58.
Trägheit, elektromagnetische oder elektrodynamische 244; des Feldmechanismus 312; des Zwischenmechanismus bei der Induktion 295, 318.
Trägheitsmoment: K 71; von Magnetstäben 72; schwingender Systeme 73.
Trägheitswiderstand der Dämpfung 243, elektrodynamischer 156.
Tragkraft 13, 14, 19.
Transformationsprinzip 296, 297.
Transformationsverhältnis 297.
Transformatoren 297; bei Telephonanlagen 286.
Transformator-Typen 300.
Trommelanker 354.
Trommelwickelung nach Hefner-Alteneck 373—376.
Turbinenunterbrecher 306.

Überführung von Paramagnetismus in Diamagnetismus 216.
Überkompoundieren 383.
Übersetzungsverhältnis 297.
Uhren, elektrische 213.
Uhrzeigerregel 112.
Uhrzeigerrichtung der Stromkraftlinien 109.
Umformer 297; von Gleichstrom in Wechselstrom und umgekehrt 375.
Umformung der elektrischen Spannungen 297.
Ummagnetisierung, Energievergeudung bei derselben 335.
Ungewitter, magnetisches 26.
Ungleichnamige Pole 13, 29, 32.
Ungleich starke Magnetpole, Diagramm derselben 93.

Unipolarapparat 115.
Unipolare elektromagnetische Rotationserscheinungen 115, 240, 241.
Unipolares Feld 18, 77; Kraftflußdiagramm desselben 86.
Unipolare Induktion 116, 238, 239, 240.
Unipolarmaschine 241.
Unitarische Hypothese der Elektrizität 159.
Unterbrecher, automatische 304, 305.
Unterbrechungsrad 291, 292.
Uppenborn 202.
Uran-Strahlen 154.

Vagabundierende Ströme 40.
Vakuum als Bezugsmedium 51; Lichtgeschwindigkeit in ihm 53.
Vakuumglühlampen als Vorschaltwiderstand 103.
Valentiner, S. 116.
Valenzladungen 156, 157, 158; schwingende, Lichterregung durch dieselben 217, 218.
Variation, säkulare der erdmagnetischen Elemente 39.
Vektor der E. M. K. 253.
Vektorcharakter der Feldstärke 57, 58.
Vektoren 58.
Vektorenfeld 59; des Erdmagnetismus 76, 77.
Ventilation der Dynamoanker 378.
Vergängliche Magnete 15.
Vergleichung von Induktanzen 312; von Induktionskoeffizienten 310.
Verkettete Dreiphasenströme, Diagramm derselben 169.
Verkettung von Achsenschleife und Kraftlinienringen 173.
Verkettung von Eisenteilchen 5.
Vermehrung der Kraftlinienzahl: Gegenzeigerstrom 269.
Verminderung der Kraftlinienzahl: Zeigerstrom 269.
Verschiebung 222.
Verschiebungsströme 138, 222.
Verteilung der Feldintensität im Stromfelde 121, 122.
Vielpolige Feldmagnete bei Dynamomaschinen 353.
Vielpolige Wechselstrommaschine, Modell derselben 279, 280.
Vierpolige Maschinen 377, 378, 379.
Voigt, W. 220.
Volt: praktische Einheit der E. M. K. 254.
Volta 254, 274.
Voltampère oder Watt 259.
Voltmeter 258.
Vorgeschichte, magnetische 328.
Vortex spunge (Wirbelschwamm) 185.

Wagner'scher Hammer 212, 305.
v. Waltenhofen'sches Pendel 243.
Walther, B. 305.
Walzenmikrophon 286.
Warburg, E. 329.
Wärmeäquivalent der elektrischen Leistung 260.
Wärmeeffekt 260.
Wärmewirkung des elektrischen Stromes 260.
Wasser, Diamagnetismus desselben 216.
Watt, J. 248.
Watt, gleich 10^7 Sekundenerg 248, 259.
Wattstundenzähler 260.
Weber, W. 44, 102, 257, 277, 278.
— 'scher Erdinduktor 257, 277.
Wechselgeschwindigkeit 368.
Wechselseitiger Induktionskoeffizient 308, 309; Dimension desselben 309; praktische Einheit desselben 310.
Wechselstrom 231, 237, 370; dreiphasiger 370; einphasiger, mittels Ringarmatur erzeugt 364, 365, 366; Diagramm desselben 365; elektrodynamometrische Messung desselben 208; harmonischer 369; mehrphasiger 369; physiologische Wirkung desselben 280, zweiphasiger 370.
Wechselstromdynamo 350.
Wechselstromgenerator 350.
Wechselstrom-Gleichstrom-Umformer 375.
Wechselstrommaschine, Modell einer vielpoligen 279, 280.
Wechselstrommotoren 352.
Wechselstromperiode 359.
Wechselwirkung axial genäherter Magnetstäbe 28; elektrodynamische 165; elektromagnetische 126; ponderomotorische 27, 28.
Wehnelt, A. 213, 306.
— -Unterbrecher 306, 307; Abstimmung desselben 307.
Weiches Eisen im Magnetfelde 37.
Weinstein, B. 86, 228.
Weiße Pfeile zur Bezeichnung der Kraftlinienrichtung 23.
Wellen, elektrische 224.
Wellentelegraphie 304.
Weston-Compagnie 203.

Wheatstone 352, 383.
Wickelung, geschlossene 372.
— induktionsfreie 312.
Wickelungselement der Armaturen im Magnetfelde 354, 355, 358.
Wickelungslagen, Anordnung derselben bei den Induktorien 303.
Wickelungsraum bei Induktorien 302.
Widerstand, elektrischer 256—258.
— magnetischer 337, 338, 341, 346; spezifischer 338.
— reziproker Wert der Leitfähigkeit 256.
— Einheit desselben 257.
Widerstandsetalons 258, -Messung 256, 258, -sätze 258, -vergleichungen 258.
Wiechert 182.
Wiedemann, E. 213, 217.
Wiedemann, G. 199, 205.
— -Effekt 199, 213.
— -Spiegelgalvanometer 205.
Wien, W. 154, 305.
Wippe 110.
Wirbelbewegung 102, 178.
Wirbelmodell des Stromes 179.
Wirbelschwamm 185.
Wirbelströme 243, 244, 247, in Armaturen 354, in rotierenden Ankern 244.
Wirksame Leiterstücke der Armaturen 354, 362
Wirkung, elektromagnetische des Elektrons 130.
Wismut, sein Diamagnetismus 214.
Wolframstahl 19.
Wucht 46.

Zahl der in der Zeiteinheit geschnittenen Kraftlinien 251; der Kraftlinien eines Poles 60.
Zeeman, P. 217, 218, 219, 220.
—'sches Phänomen 217—220.
Zehnerpotenzen, Benutzung derselben 45.
Zeichnen des Kraftlinienverlaufes 26, einer einzelnen Kraftlinie des bipolaren Feldes 78.
Zeigefinger zur Bezeichnung des Kraftliniensinnes 23.
Zeigerstrom 172, 269, = Südpolarität 172.
Zeiteinheit 45.
Zeitlicher Verlauf der induzierten Ströme 299.
Zeitweise Magnete 15.
Zerstäuber zum Fixieren von Kraftlinienbildern 8.
Zink, sein Diamagnetismus 215.
Zipernowsky-Déry 301.
Zuckende Spirale Roget's 193.
Zugkraft eines Wickelungselementes 355.
Zugspannungen längs der Magnetkraftlinien 14, 28, 31, 32, 34, 36, 83, 94.
Zugwirkung einer Stromspirale auf weiches Eisen 196.
Zunahme der Kraftlinienzahl: inverser Strom 273.
Zustand, elektrotonischer 266.
Zwang der Molekularmagnete 347, 348;
Zwangszustände im Felde 31.
Zweiachsige Diagramme, Eigenschaften derselben 167, 168, 169.
Zweifach zusammenhängende Räume 185.
Zwei gleichnamige Pole, Diagramm derselben 93, 95.
Zwei konzentrische Kraftlinienfelder, Kombination ihrer Diagramme 165, 166, 167.
Zweiphasenströme 370.
Zweiphasige Wechselströme 370.
Zweipolige Feldmagnete bei Dynamomaschinen 353, 377.
Zweite Hauptlage 37, 67.
Zwei ungleichnamige Pole, Diagramm derselben 93, 94.
Zwischenmittel, Einfluß desselben 12, 30.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Anleitung zum Glasblasen

von

Prof. Dr. **H. Ebert.**

Dritte, völlig umgearbeitete Auflage.

XII, 120 Seiten mit 68 Abbildungen. 1904. M. 2.40, geb. M. 3.—.

Chemiker-Zeitung: Die Erfahrungen, welche der Verfasser sowohl beim Glasblasen wie beim Unterricht gesammelt hat, haben ihn auf den fruchtbaren Gedanken gebracht, die Anleitung zum Glasblasen in die Form eines systematischen, aus fünf Übungsstufen bestehenden Unterrichtskursus zu bringen, welcher alle im Laboratorium gewöhnlich zur Anwendung kommenden Glasbläserarbeiten berücksichtigt . . . Die Darstellung ist knapp und überaus klar und läßt überall erkennen, daß der Verfasser, welcher es in seiner Wissenschaft zu hohem Ansehen gebracht hat, auch in der Kunst des Glasblasens Meister ist.

Lehrbuch der Experimentalphysik

von

Prof. Dr. **E. von Lommel**

10. und 11. neubearbeitete Auflage, herausgegeben von Prof. Dr. **Walter König**

gr. 8°. X, 596 S. mit 424 Fig. und einer Spektraltafel. 1904.

M. 6.40, geb. M. 7.20.

Ein Buch, das in 11 Jahren elf starke Auflagen erlebt, bedarf keiner besonderen Empfehlung mehr. Es ist an den meisten Hochschulen eingeführt und für das Examen und Selbststudium der praktischste Führer.

Elektrotechn. Zeitschr.: Die Grundlehren der Physik werden ohne weitläufige mathematische Entwicklungen dem heutigen Standpunkte unserer Kenntnisse entsprechend allgemein verständlich dargestellt. Es werden nur elementare mathematische Kenntnisse vorausgesetzt. Das Buch ist in seiner Art sehr vorzüglich und kann auch zum Selbststudium empfohlen werden.

Elemente der theoretischen Physik

von

Prof. Dr. **C. Christiansen.**

Deutsch herausgegeben von **Joh. Müller.**

Mit einem Vorwort von Prof. Dr. **E. Wiedemann.**

2. verbesserte und erweiterte Auflage.

8°. VIII, 532 S. mit 160 Figuren. 1903. M. 10.—; geb. M. 11.—.

Zeitschr. f. phys. und chem. Unterricht: Das Buch entwickelt auf beschränktem Raume die wichtigsten Lehren der theoretischen Physik soweit, daß nach der Durcharbeitung der Student Originalarbeiten, die nicht allzu eingehende Fragen betreffen, verstehen kann. Es ist sehr geschickt abgefaßt und gibt einen vortrefflichen Überblick über die theoretische Physik.

Elektrotechn. Zeitschr.: Das Buch ist für das Anfangsstudium in hohem Grade geeignet und dürfte namentlich auch den Studierenden der technischen Wissenschaften wegen der knappen Form der Darstellung aufs Wärmste zu empfehlen sein. Wir zweifeln nicht, daß es sich bald in weiteren Kreisen einführen wird.

COUNTWAY LIBRARY OF MEDICINE
QC
761
E38
1905
RARE BOOKS DEPARTMENT

585K

8.

SPAMERSCHE BUCHBINDEREI
LEIPZIG